ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

А. Н. ЩУКИН

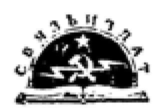
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

СВЯЗЬИЗДАТ—1940

А. Н. ЩУКИН

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

под редакцией акад. М. В. ШУЛЕЙКИНА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛИТЕРАТУРЫ
ПО ВОПРОСАМ СВЯЗИ И РАДИО
МОСКВА 1940

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основная цель этой книги — ввести читателя в круг вопросов, связанных с изучением ионосферы и распространением в ней радиоволн.

Выпуск в первую очередь книги, посвященной именно ионосфере, продиктован тем недостатком литературы на русском языке, который ощущается в этой области.

Изучение ионосферы за последние 5 лет настолько двинулось вперед, что вся та немногочисленная литература, посвященная этому вопросу, которая была издана 3—4 года назад, сейчас во многом устарела. Продолжающиеся исследования ионосферы заставляют непрерывно изменять и уточнять наши представления о ней. Поэтому автор стремился ограничиваться только теми положениями и данными, которые можно считать более или менее незыблемыми, и не считал себя вправе навязывать читателю какую-либо законченную картину строения ионосферы, полагая, что на современном уровне развития наших знаний такая картина была бы еще далека от действительности.

Несмотря на это в книге, конечно, найдутся положения, которые при дальнейшем изучении ионосферы потребуют исправления и замены. Однако, автор надеется, что, проработав книгу, читатель сумеет самостоятельно разобраться в тех изменениях, которые неизбежны в такой быстро развивающейся области, как изучение ионосферы.

Автор.

Ленинград, декабрь 1938 г.

ВВЕДЕНИЕ

Все данные по распространению радиоволн, полученные как на основе эксплоатации линий радиосвязи, так и в результате специальных опытов, совершенно неопровержимо свидетельствуют о том, что радиосвязь на большие расстояния возможна только благодаря отражению и преломлению радиоволн в верхних слоях атмосферы. Чем выше частота колебаний, тем с большей наглядностью выступает это явление. Только на самых коротких волнах, соответствующих частотам $4—6 \cdot 10^7$ *гц* (волна 7,5—5 *м*), верхние слои атмосферы перестают играть роль отражающей и преломляющей среды, вследствие чего сразу же резко сокращается и дальность действия этих волн.

Можно сказать без преувеличения, что не будь отражения и преломления радиоволн в верхних слоях атмосферы, роль радио, как средства связи, сократилась бы на 90—95%.

Поэтому изучение состава верхних слоев атмосферы и происходящих в них процессов в настоящее время является делом не только геофизиков, но и радиотехников, так как без знания этих процессов невозможна правильная эксплоатация радиосвязи, невозможно проектирование и конструирование антенн и в значительной степени всей радиоаппаратуры.

Для того, чтобы выяснить причины, обусловливающие способность верхних слоев земной атмосферы отражать и преломлять радиоволны, необходимо прежде всего иметь представление о составе и состоянии земной атмосферы на различных высотах.

Характерными данными в этом отношении являются:

1. Состав атмосферы, т. е. процентное содержание различных газов, а также состояние этих газов (молекулярное, атомное).
2. Температура.
3. Давление.

Эти три величины доступны для непосредственных измерений лишь в весьма тонком слое, прилегающем к самой поверхности земли. Наибольшая высота, достигнутая шарами-зондами, несшими на себе измерительные приборы, равна 30—35 *км*, а наибольшая высота, достигнутая стратостатами, равна 20—22 *км* (полеты советских стратостатов в 1933 и 1934 годах). В то же время область земной атмосферы, наиболее сильно влияющая на распространение радиоволн, лежит выше 80 *км*.

Таким образом, для суждения о строении земной атмосферы выше 30—40 *км* приходится пользоваться экстраполяцией результатов непосредственных наблюдений и измерений, произведенных на меньших высотах. Кроме того, ряд сведений о состоянии верхних слоев атмосферы дают наблюдения над некоторыми явлениями, происходящими на различных высотах от 50 и до 400—500 *км* над землей. К таким явлениям относятся: полярные сияния, происходящие на высотах более 80 *км*, свечение падающих звезд и пр.

Наряду с этим за последнее десятилетие в деле изучения строения земной атмосферы все большую и большую роль приобретают специальные радиотехнические методы исследования. Наблюдая условия отражения и преломления радиоволн различной длины в верхних слоях земной атмосферы, измеряя высоты, на которых происходят эти явления, можно найти ряд величин, характеризующих электрическое состояние этих слоев. А эти данные позволяют сделать некоторые выводы, касающиеся состава, давления, температуры атмосферы на различных высотах. Можно смело утверждать, что в настоящее время радиотехническим методам принадлежит ведущая роль в деле изучения строения верхних слоев земной атмосферы — так называемой „ионосферы". Поэтому теперь, изучая условия распространения радиоволн, совершенно невозможно отказаться, хотя бы на время, от использования всех данных о строении земной атмосферы, полученных радиотехническими методами. Попытки построить независимо от них, только на основе данных, полученных из других источников, картину строения ионосферы, заранее обречены на неудачу. Этот путь, по которому шли исследователи в самом начале развития наших представлений о распространении радиоволн в ионосфере, в настоящее время должен уступить место изучению ее строения на основе данных, полученных из всех источников, среди которых данные радиоизмерений занимают одно из наиболее существенных мест.

ГЛАВА I

СОСТАВ И СТРОЕНИЕ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Нижняя часть земной атмосферы, непосредственно прилегающая к поверхности земли, носит название „тропосферы“ Верхней границей тропосферы считаются высоты 12—15 *км*. Раньше предполагали, что характерным свойством тропосферы, отличающим ее от вышележащих слоев, являются существующие в ней весьма сильные вертикальные и горизонтальные воздушные течения. Считали, что по мере движения вверх от границы тропосферы вертикальные течения постепенно ослабевают и воздух приходит в спокойное состояние. Вследствие этого газы, входящие в его состав, начинают располагаться в порядке плотности, образуя своего рода слои. Отсюда и произошло название „стратосфера“ (stratum — слой), под которым подразумевают всю область, лежащую выше тропосферы.

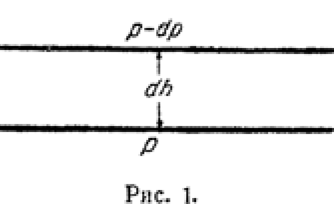


Рис. 1.

Анализ проб воздуха, взятых во время высотных полетов и ряд других данных, полученных в последнее время, заставляет отказаться от взгляда на стратосферу как на область, в которой отсутствуют воздушные течения. Наоборот, в настоящее время господствует убеждение в том, что стратосфера, так же как и тропосфера, непрерывно перемешивается воздушными течениями вплоть до весьма больших высот. Благодаря такому перемешиванию процентное содержание различных газов должно оставаться на больших высотах примерно таким же, как у поверхности земли и в этом смысле земная атмосфера может считаться однородной.

Рассмотрим сначала, как должно изменяться давление „однородной“ и „слоистой“ атмосферы по мере движения вверх, а дальше приведем некоторые соображения в пользу того или иного предположения.

Если однородная атмосфера имеет на некоторой высоте h плотность q, то при подъеме вверх на высоту dh давление ее уменьшится на величину (рис. 1)

$$-dp = qdh. \quad (1)$$

Плотность q может быть выражена через плотность q_0 при температуре 0° Ц и давлении $P_0 = 760$ *мм*. Эта плотность при давлении p и температуре $t°$ равна

$$q = q_0 \cdot \frac{p}{P_0} \cdot \frac{1}{(1+\alpha t°)}, \tag{2}$$

где α — коэфициент температурного расширения газа, равный $\frac{1}{273}$.

Подставляя значение q из ур-ния (2) в (1), имеем

$$-dp = p \cdot \frac{q_0}{P_0} \cdot \frac{dh}{(1+\alpha t°)} = p \cdot \frac{q_0}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot dh. \tag{3}$$

T_0 — абсолютная температура, соответствующая 0° Ц и равная 273° К,

T — абсолютная температура в рассматриваемых нами условиях.

Таким образом,

$$\frac{dp}{p} = -\frac{q_0 T_0}{P_0} \cdot \frac{dh}{T},$$

или после интегрирования

$$\ln p = -\frac{q_0 T_0}{P_0} \int_{h_0}^{h} \frac{dh}{T} + C. \tag{4}$$

Ввиду того, что на высоте $h = h_0$ (у поверхности земли) $p = p_0$, а интеграл в правой части обращается в нуль из-за тождественности пределов интегрирования, то

$$\ln p_0 = C,$$

и потому

$$p = p_0 e^{-\frac{q_0 T_0}{P_0} \int_{h_0}^{h} \frac{dh}{T}}. \tag{5}$$

В частном случае, когда температура во всем слое газа от h_0 до h неизменна и равна T, выражение (5) превращается в

$$p = p_0 e^{-\frac{q_0}{P_0} \frac{T_0}{T} (h - h_0)}. \tag{5a}$$

В показателе ф-лы (5а) множитель $\frac{q_0}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T}$ имеет совершенно определенный смысл. Обратная ему величина равна высоте столба газа, который при постоянной плотности, соответствующей давлению P_0 и температуре T, создает это давление.

Величина

$$H_T = \frac{P_0}{q_0} \cdot \frac{T}{T_0}$$

измеряется в единицах длины (*см*, *км*).

Введение ее в (5а) дает

$$p = p_0 e^{-\frac{(h-h_0)}{H_T}}. \quad (5б)$$

Ф-лы (1)—(5б) справедливы не только тогда, когда атмосфера состоит из одного только газа или входящие в ее состав различные газы непрерывно перемешиваются, но и тогда, когда атмосфера, состоящая из смеси различных газов, находится в покое и эти газы располагаются „слоями". В последнем случае ф-лы (1)—(5а) дают величину парциального давления p_i каждого газа, взятого в отдельности, т. е.

$$p_i = p_{0i} e^{-\frac{q_0 i}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot (h-h_0)}. \quad (5в)$$

В этой формуле:
p_i — парциальное давление данного газа на высоте h,
p_{0i} — его парциальное давление на высоте h_0,
q_{0i} — плотность данного газа при давлении P_0 и температуре T_0.

Полное давление атмосферы на высоте h равно в этом случае сумме парциальных давлений отдельных газов

$$p = p_{i1} + p_{i2} + \ldots p_{in}. \quad (6)$$

Ф-лы (5а) и (5б) дают возможность рассчитать не только величину парциального давления, но также и число молекул любого газа, находящихся в единице объема на заданной высоте. При давлении $P_0 = 760$ *мм* и температуре $t_0° = 0°$ Ц число молекул любого газа в одном кубическом сантиметре равно $n_0 = 2{,}7 \cdot 10^{19}$. При ином давлении и температуре количество молекул прямо пропорционально давлению и обратно пропорционально абсолютной температуре. Таким образом, зная температуру и парциальное давление любого газа на заданной высоте h, можно определить и количество молекул этого газа в одном кубическом сантиметре.

Однако, при попытках определения состава земной атмосферы на различных высотах на основе одних только данных об ее составе у поверхности земли, возникают серьезные затруднения. Эти затруднения обусловлены тремя причинами:

1. Состав атмосферы на больших высотах, получаемый в результате расчетов, оказывается резко различным в зависимости от того, какую высоту мы примем за границу однородной атмосферы, выше которой появляется „слоистое" ее строение. Иными словами, для расчета состава атмосферы необходимо знать, до каких высот в ней существуют вертикальные течения. На этот вопрос пока не имеется совершенно определенного ответа.

2. Рассчитанный состав атмосферы на различных высотах в весьма сильной степени зависит от того распределения температуры по высоте, которое при этом принято. Относительно

хода температуры при удалении от земли существуют различные весьма противоречивые гипотезы. Принятие каждой из этих гипотез приводит к различному строению атмосферы на разных высотах.

3. При удалении от поверхности земли в атмосфере могут исчезнуть в силу химических и физических процессов некоторые составные ее части, имеющиеся на земной поверхности. И, наоборот, в ней могут появиться такие составные части, которых нет у поверхности земли. Например, на больших высотах может резко уменьшиться содержание водяных паров вследствие их конденсации, не учитываемой ф-лами (5)—(5б). Наоборот, молекулы кислорода O_2, имеющиеся в воздухе у поверхности земли могут на известных высотах диссоциировать под влиянием солнечного света и превратиться в атомный кислород O_1, имеющий иную плотность, чем кислород молекулярный.

Для того, чтобы показать, в какой степени могут повлиять различные принятые гипотезы на вычисленный состав атмосферы на различных высотах, рассмотрим ряд примеров:

Средний состав атмосферы у земной поверхности при $t° = 0°$ Ц в $P_0 = 760$ *мм* дан в табл. 1.

1. Рассмотрим состав атмосферы на высотах 20, 100, 200 и 300 *км* и предположении, что атмосфера перемешивается вертикальными течениями, температура всюду неизменна и равна $t° = 0°$ Ц.

При $t° = 0°$ Ц и $P_0 = 760$ *мм* воздух обладает плотностью $q_0 = 1{,}293 \cdot 10^{-3}$ *г/см³*. Давление $P_0 = 760$ *мм*, выраженное в граммах, равно $P_0 = 1033$ *г*.

Поэтому показатель в ф-ле (5а) равен

$$\frac{q_0}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot (h - h_0) = \frac{1{,}293 \cdot 10^{-3}}{1{,}033 \cdot 10^3} \cdot \frac{273}{273}(h - h_0) = 1{,}25 \cdot 10^{-6}(h_{см} - h_{0см}).$$

Полагая $h_0 = 0$ (поверхность земли) и $h_1 = 2 \cdot 10^6$ *см* $= 20$ *км*; $h_2 = 10^7$ *см*; $h_3 = 2 \cdot 10^7$ *см*; $h_4 = 3 \cdot 10^7$ *см*, имеем соответственно:

$$p_{20} = 760 \cdot e^{-2,5} = 63{,}0 \text{ мм};$$
$$p_{100} = 760 \cdot e^{-12,5} = 3{,}66 \cdot 10^{-3} \text{ мм};$$
$$p_{200} = 760 \cdot e^{-25} = 1{,}755 \cdot 10^{-8} \text{ мм};$$
$$p_{300} = 760 \cdot e^{-37,5} = 8{,}43 \cdot 10^{-14} \text{ мм}.$$

Или, выражая состав атмосферы на разных высотах с помощью количества молекул H_2; He; H_2O; N_2 и O_2, содержащихся в единице объема, получим табл. 2.

2. Рассмотрим второй пример, предположив, что температура атмосферы попрежнему равна $T = 273°$ К, но сама атмосфера перемешивается только до $h_1 = 20$ *км*, а выше газы, входящие в ее состав, располагаются в зависимости от их плотности. До высоты 20 *км* состав атмосферы совпадает с данными табл. 2, а выше необходимо произвести расчет давления каждого газа

Таблица 1

Состав атмосферы у земной поверхности при $t° = 0°$ Ц и $P_0 = 760$ *мм*

Газ	H_2	He	H_2O	Ne	N_2	O_2	Ar	CO_2	Воздух
Молекулярный вес	2	4	18	20,2	28	32	40	44	29
Плотность в *г/см*³	$9 \cdot 10^{-5}$	$1,77 \cdot 10^{-4}$	$8,06 \cdot 10^{-4}$	$8,91 \cdot 10^{-4}$	$1,251 \cdot 10^{-3}$	$1,429 \cdot 10^{-3}$	$1,781 \cdot 10^{-3}$	$1,977 \cdot 10^{-3}$	$1,293 \cdot 10^{-3}$
Процентный состав по объему	$5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	1,2	$1,2 \cdot 10^{-3}$	78,08	20,95	0,94	$3 \cdot 10^{-2}$	100
Парциальное давление в *мм* . .	$4 \cdot 10^{-3}$	$3,04 \cdot 10^{-3}$	—	$9,1 \cdot 10^{-3}$	593,41	159,22	7,144	0,228	760,0
Количество молекул в *см*³ . . .	$1,35 \cdot 10^{14}$	$1,08 \cdot 10^{14}$	$3,24 \cdot 10^{17}$	$3,24 \cdot 10^{14}$	$2,108 \cdot 10^{19}$	$5,6 \cdot 10^{18}$	$2,54 \cdot 10^{17}$	$8,1 \cdot 10^{14}$	$2,7 \cdot 10^{19}$

Примечание. Количество водорода у поверхности земли весьма непостоянно и указывается различными авторами в пределах от 10^{-4} до 10^{-2} процента по объему.

Таблица 2

Состав атмосферы на разных высотах при условии ее перемешивания и постоянной температуре $T = 273°$К

Высота	n — количество молекул в $см^3$					Атмосфера
	H_2	He	H_2O	N_2	O_2	
0 *км*	$1{,}35 \cdot 10^{14}$	$1{,}08 \cdot 10^{14}$	$3{,}24 \cdot 10^{17}$	$2{,}108 \cdot 10^{19}$	$5{,}5 \cdot 10^{18}$	$2{,}7 \cdot 10^{19}$
20 *км*	$1{,}11 \cdot 10^{13}$	$8{,}86 \cdot 10^{12}$	$2{,}66 \cdot 10^{16}$	$1{,}73 \cdot 10^{18}$	$4{,}52 \cdot 10^{17}$	$2{,}21 \cdot 10^{18}$
100 *км*	$5{,}02 \cdot 10^{8}$	$4{,}02 \cdot 10^{8}$	$1{,}21 \cdot 10^{12}$	$7{,}85 \cdot 10^{13}$	$2{,}05 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{14}$
200 *км*	$1{,}87 \cdot 10^{3}$	$1{,}50 \cdot 10^{3}$	$4{,}5 \cdot 10^{6}$	$2{,}92 \cdot 10^{8}$	$7{,}63 \cdot 10^{7}$	$3{,}73 \cdot 10^{8}$
300 *км*	0	0	16,8	1090	284	1390

в отдельности. Для пояснения самой методики расчета приводим вычисление парциального давления и числа молекул в одном кубическом сантиметре для гелия на высоте 100 *км*.

Парциальное давление гелия на высоте 100 *км* может быть вычислено, как

$$p_{\text{He}} = p_{0\text{He}} \cdot e^{-\frac{q_{0\text{He}}}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot (h - h_0)}.$$

Точно так же число молекул гелия в кубическом сантиметре равно

$$n_{\text{He}} = n_{0\text{He}} \cdot e^{-\frac{q_{0\text{He}}}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot (h - h_0)}.$$

Если предполагать, что до высоты 20 *км* газы в атмосфере перемешаны, а выше они располагаются соответственно плотностям, то под величинами $p_{0\text{He}}$; $n_{0\text{He}}$ и h_0 следует подразумевать соответственно парциальное давление гелия на высоте 20 *км*, количество его молекул в одном кубическом сантиметре на высоте 20 *км* и самую высоту 20 *км* над землей.

Показатель степени равен:

$$\frac{q_{0\text{He}}}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot (h - h_0) = \frac{1{,}77 \cdot 10^{-4}}{1{,}033 \cdot 10^{3}} \cdot 8 \cdot 10^{3} = 1{,}37;$$

поэтому

$$e^{-\frac{q_{0\text{He}}}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot (h - h_0)} = e^{-1{,}37} = \frac{1}{3{,}93}.$$

Это значит, что на высоте 100 *км* над землей парциальное давление гелия и число его молекул в одном кубическом сантиметре в 3,93 раза меньше, чем на высоте 20 *км*.

Тем же путем можно найти изменение парциальных давлений и числа молекул в одном кубическом сантиметре и для других газов, как на высоте 100 *км*, так и на больших высотах. Результаты всех этих расчетов для рассматриваемого случая приведены в табл. 3.

Таблица 3

Состав атмосферы на разных высотах при ее постоянной температуре $T = 273°$К и спокойном состоянии выше 20 *км*

Высота	n — количество молекул в $см^3$					Атмосфера
	H_2	He	H_2O	N_2	O_2	
0 *км*	$1,35 \cdot 10^{14}$	$1,08 \cdot 10^{14}$	$3,24 \cdot 10^{17}$	$2,108 \cdot 10^{19}$	$5,5 \cdot 10^{18}$	$2,7 \cdot 10^{19}$
20 *км*	$1,11 \cdot 10^{13}$	$8,86 \cdot 10^{12}$	$2,66 \cdot 10^{16}$	$1,73 \cdot 10^{18}$	$4,52 \cdot 10^{17}$	$2,21 \cdot 10^{18}$
100 *км*	$5,52 \cdot 10^{12}$	$2,25 \cdot 10^{12}$	$1,04 \cdot 10^{13}$	$1,10 \cdot 10^{14}$	$6,94 \cdot 10^{12}$	$1,35 \cdot 10^{14}$
200 *км*	$2,32 \cdot 10^{12}$	$4,05 \cdot 10^{11}$	$2,20 \cdot 10^{10}$	$5,9 \cdot 10^{8}$	$6,94 \cdot 10^{6}$	$2,75 \cdot 10^{12}$
300 *км*	$9,75 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{10}$	$4,65 \cdot 10^{7}$	$3,15 \cdot 10^{3}$	6,94	$1,05 \cdot 10^{12}$

3. Произведем еще один расчет в предположении того, что температура атмосферы не остается постоянной, а изменяется по мере движения вверх. Будем считать, что атмосфера всюду находится в перемешанном состоянии, но ее температура до высоты $h_2 = 100$ *км* имеет величину $T_1 = 273°$ К, а выше повышается скачком и равна $T_2 = 1000°$ К. Конечно, такое скачкообразное повышение температуры принято здесь только в качестве расчетного примера. Однако, дальше будут приведены соображения, показывающие, что по мере движения вверх температура может не только понижаться, но и повышаться.

Не приводя здесь вычислений, даем в табл. 4 изменение числа молекул различных газов в одном кубическом сантиметре с высотой для этого случая.

Приведенные выше примеры и таблицы имеют значение не только иллюстраций методики расчетов подобного рода. Они выясняют также ряд существенных свойств атмосферы в зависимости от того, какие предположения сделаны о ее состоянии и температуре и позволяют сделать заключение о ее наиболее вероятном состоянии.

1. Из сравнения табл. 2 и 3 видно, что при одной и той же температуре суммарное давление падает гораздо быстрее в перемешанной атмосфере, чем в „слоистой“.

Таблица 4

Состав атмосферы на разных высотах в предположении ее перемешивания при $T_1 = 273°$К до высоты 100 *км* и $T_2 = 1000°$К выше 100 *км*

Высота	*n* — количество молекул в *см*³					Атмосфера
	H_2	He	H_2O	N_2	O_2	
0 *км*	$1{,}35 \cdot 10^{14}$	$1{,}08 \cdot 10^{14}$	$3{,}24 \cdot 10^{17}$	$2{,}108 \cdot 10^{19}$	$5{,}5 \cdot 10^{18}$	$2{,}7 \cdot 10^{19}$
100 *км*	$5{,}02 \cdot 10^{8}$	$4{,}02 \cdot 10^{8}$	$1{,}21 \cdot 10^{12}$	$7{,}85 \cdot 10^{13}$	$2{,}05 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{14}$
200 *км*	$1{,}66 \cdot 10^{7}$	$1{,}32 \cdot 10^{7}$	$4{,}0 \cdot 10^{10}$	$2{,}59 \cdot 10^{12}$	$6{,}75 \cdot 10^{11}$	$3{,}30 \cdot 10^{12}$
300 *км*	$5{,}47 \cdot 10^{5}$	$4{,}35 \cdot 10^{5}$	$1{,}32 \cdot 10^{9}$	$8{,}55 \cdot 10^{10}$	$2{,}22 \cdot 10^{10}$	$1{,}09 \cdot 10^{11}$

2. Более медленное падение давления в „слоистой" атмосфере происходит потому, что в этом случае парциальное давление более легких газов (например, He) падает значительно медленнее, чем в однородной атмосфере. Благодаря этому в „слоистой" атмосфере на больших высотах должны преобладать легкие газы.

3. Если атмосфера остается однородной, но ее температура при движении вверх повышается, то давление падает медленнее, чем в случае постоянной температуры (табл. 2 и 4).

4. Однако, в противоположность „слоистому" строению повышение температуры в однородной атмосфере не вызывает преобладания на больших высотах более легких газов. Процентное содержание всех газов в атмосфере остается таким же, как у поверхности земли, т. е. N_2 и O_2 преобладают над остальными газами.

Конечно, ни одна из таблиц (2—4) не может претендовать на полное отражение реальных условий, имеющихся в атмосфере. Однако, и эти таблицы позволяют на основе сравнений с экспериментальными данными сделать некоторые выводы о наиболее вероятном состоянии и составе атмосферы на больших высотах.

1. Измерения высоты полярных сияний и исследования их спектра показывают, что на высотах между 200 и 300 *км* в земной атмосфере имеются молекулярный (O_2) и атомный (O_1) кислород, азот и пары воды и не дают никаких признаков существования на этих высотах гелия и водорода [1, 2, 3, 4, 5]. Вместе с теоретическими соображениями о необходимости существования в земной атмосфере вертикальных потоков, по крайней мере, вплоть до высот 150—200 *км*, эти данные говорят в пользу того, что земная атмосфера перемешана. На то же указывает анализ проб воздуха, взятых на высоте 20 *км*. Поэтому состав земной атмосферы на различных высотах, приведенный в табл. 3,

вычисленной в предположении „слоистого" строения атмосферы при $T = 273°$ К, следует считать не отвечающим реальным условиям.

2. Теоретические исследования и лабораторные опыты показывают, что электроны, обусловливающие проводимость верхних слоев земной атмосферы, должны появляться, главным образом, в результате ионизации кислорода и паров воды, в значительно меньшей степени азота и лишь в ничтожной степени могут быть обусловлены ионизацией гелия.

Вместе с тем измерения, произведенные в реальных условиях, указывают на наличие электронов до $2 - 3 \cdot 10^6$ в одном кубическом сантиметре на высотах 200 — 300 *км* над землей. С одной стороны, это является лишним подтверждением того, что атмосфера вплоть до больших высот перемешана, так как в противном случае (табл. 3) на высотах порядка 300 *км* кислород должен был бы иметься в ничтожно малых количествах, и его ионизация не могла бы дать такого количества электронов в *см*^{3}. С другой стороны, количество электронов $N_e = 2 \div 3 \cdot 10^6$ *эл/см*^{3} на высотах 200 — 300 *км* в еще меньшей степени согласуется с табл. 2, где общее количество молекул в *см*^{3} должно на таких высотах оказаться равным всего около 2000. Таким образом, отвергая возможность слоистого строения атмосферы и ее спокойного состояния при температуре порядка 273° К и ниже (табл. 3), мы должны также отвергнуть и возможность ее смешанного состояния при тех же температурах.

3. Остается предположить, что температура земной атмосферы, начиная с определенных высот над землей, не только не падает при поднятии вверх, как это имеет место вблизи земной поверхности, а, наоборот, начинает повышаться. В пользу такого распределения температуры над землей, помимо данных о количестве электронов на больших высотах и спектра полярных сияний, говорит еще одно обстоятельство.

Ряд радиотехнических методов позволяет измерить число столкновений в секунду с нейтральными молекулами и атомами, испытываемое каждым свободным электроном. Это число сравнительно мало зависит от температуры и может считаться прямо пропорциональным количеству молекул в единице объема. Измерения, произведенные рядом исследователей [7,8,9], показали, что на высотах порядка 100 *км* над землей число столкновений равно, примерно, $3 \cdot 10^5$, что соответствует давлению около 10^{-3} *мм*. Таким образом, грубо говоря, от поверхности земли до высоты 100 *км* давление падает в 10^6 раз. Те же измерения показали, что на высоте порядка 250 *км* число столкновений равно $1{,}5 \cdot 10^3$. Это указывает на то, что в промежутке высот от 100 до 250 *км* давление падает всего в 200 раз. Такое замедленное уменьшение числа столкновений и давления на больших высотах можно объяснить тем, что здесь атмосфера имеет более высокую температуру, чем вблизи земной поверхности (см. табл. 2 и 4).

Как известно, при удалении от поверхности земли температура довольно быстро падает до 220° К на протяжении первых 10 *км*. Поэтому вполне естественно возникает вопрос о том, чем может быть вызвано повышение температуры атмосферы на больших высотах. Ряд соображений показывает, что в этом повышении температуры нет ничего невероятного. Высокая температура газов характеризуется, как известно, высокими значениями средних скоростей движения молекул, т. е. большим запасом кинетической энергии. Эта энергия повидимому приобретается молекулами в результате поглощения энергии солнечного излучения, главным образом, в его ультрафиолетовой части. Особо важную роль в поглощении солнечной энергии должны играть одноатомный кислород (O_1) и озон (O_3). Наличие последнего в количестве 10^{-4} по объему может явиться уже достаточным для весьма сильного нагревания атмосферы за счет поглощения им энергии солнца [1]. Пример одного из возможных распределений температуры с высотой дан на рис. 2.

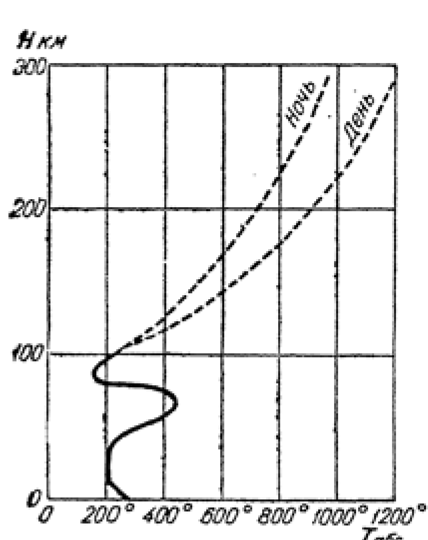


Рис. 2. Предполагаемое распределение температуры в земной атмосфере (Мартин).

Существование в верхних слоях атмосферы кислорода в одноатомном (O_1) состоянии, указываемое и экспериментальными данными [10] и теоретическими соображениями [11,12] не нашло своего отражения в табл. 2—4. Вместе с тем, повидимому, атомный кислород играет огромную роль в образовании проводящих слоев атмосферы. Появление атомного кислорода объясняется тем, что под влиянием ультрафиолетового излучения солнца молекулы кислорода диссоциируют, т. е. распадаются на атомы. Эта диссоциация происходит на больших высотах и, примерно, на уровне 150—175 *км* над землей вся энергия солнечного излучения, способная производить диссоциацию, оказывается поглощенной. Ниже кислород находится уже в обычном молекулярном состоянии. Днем выше определенного уровня (порядка 170—200 *км*) кислород полностью диссоциирован, т. е. находится в атомном состоянии. Ночью происходит обратный процесс образования молекул из атомов. Этот процесс сопровождается выделением энергии в виде колебаний той самой частоты, которая поглощается при диссоциации (зеленая линия полярных сияний и свечения ночного неба). Однако, к концу ночи далеко не все атомы образуют молекулы и на

больших высотах кислород должен находиться в диссоциированном состоянии круглые сутки. Граница между областями молекулярного и атомного кислорода должна находиться на высоте 175 *км* при $T = 300°$ К [11]. Однако, при других предположениях, касающихся температуры, эта граница должна перемещаться. В частности, повышение температуры должно вызвать повышение границы между областями молекулярного и атомного кислорода. Наличие кислорода в атомном состоянии, обладающего плотностью вдвое меньшей, чем плотность молекулярного кислорода, должна приводить по ф-лам (5а) и (5б) к более медленному уменьшению его давления с высотой. Особенно резко уменьшение плотности будет сказываться при „слоистом" строении атмосферы. Таким образом, появление на больших высотах кислорода в атомном состоянии при спокойном состоянии верхних слоев атмосферы может объяснить его присутствие в достаточном количестве на тех высотах, которые указываются радиотехническими наблюдениями и данными о полярных сияниях. При этом температура верхних слоев может быть и меньшей, чем это показано в табл. 4.

Ввиду того, что точное значение таких величин как температура атмосферы на разных высотах и степень диссоциации кислорода нам пока неизвестны, точно так же, как неизвестна граница перехода атмосферы из однородного состояния в слоистое, очень трудно построить такой вертикальный разрез ее, который можно было бы считать близко совпадающим с действительностью. До последнего времени уточнение значений каждого из многочисленных факторов, влияющих на состав и состояние атмосферы, приводило к ломке всех тех „разрезов", которые до этого уточнения казались наиболее вероятными. Поэтому приходится констатировать, что современное состояние наших знаний относительно состояния земной атмосферы не позволяет построить полную картину изменения ее состава, давления и температуры с высотой. Тем не менее некоторые данные, касающиеся ее строения, являются прочно установленными.

Можно считать установленным, что:

1. Относительное содержание различных газов в атмосфере мало изменяется с высотой, во всяком случае вплоть до 200 *км*.

2. Давление и, следовательно, число молекул всех газов в единице объема убывает быстро с удалением от земли в интервале высот от 0 до 60—100 *км* и гораздо медленнее на бóльших высотах. Порядок количества молекул в одном кубическом сантиметре на высоте 100 *км* равен $n = 1{,}0 - 0{,}5 \cdot 10^{14}$, в то время как на высоте 200—250 *км* $n = 2{,}5 - 5 \cdot 10^{11}$.

3. Температура земной атмосферы сначала падает с высотой, а затем начинает повышаться, причем может достигнуть значений 500°—1000° К.

4. Слоистое состояние атмосферы возможно, только начиная с больших высот порядка 150—200 *км*. Однако, нет никаких

оснований считать, что и в этом случае самые верхние слои земной атмосферы состоят из водорода, который повидимому либо уходит за пределы земли, либо переходит в другие химические соединения (например, H_2O_2 или H_2O), не достигнув больших высот.

5. Кислород, находящийся у поверхности земли в молекулярном состоянии O_2, переходит на больших высотах в атомное состояние O_1. Граница областей молекулярного и атомного кислорода лежит не ниже 175 *км* над землей.

ГЛАВА II

ИСТОЧНИКИ ИОНИЗАЦИИ ВЕРХНИХ СЛОЕВ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

Отражение и преломление радиоволн верхними слоями атмосферы происходит благодаря наличию в этих слоях электронов и ионов. Эти свободные заряды появляются в результате вырывания электрона с внешней орбиты атома или молекулы, после чего сам атом или молекула становятся положительными ионами. Кроме того, существование свободных зарядов возможно в форме отрицательных ионов, появляющихся в результате присоединения свободного электрона к нейтральной молекуле или атому.

Процесс расщепления нейтральной молекулы на положительный ион и электрон носит название „ионизации".

Для того, чтобы удалить электрон из молекулы или атома, необходимо произвести некоторую работу. Таким образом, ионизация обязательно сопровождается притоком энергии извне. Затрата энергии на вырывание электрона может быть произведена либо сразу, либо постепенно — в форме так называемой ступенчатой ионизации, когда электрон переходит с одной орбиты на другую, причем связь его с положительным ядром становится все более и более слабой. Однако, ввиду того, что существует ограниченное число таких совершенно определенных орбит, переход электрона с одной из них на другую (так называемое „возбужденное состояние" молекул и атомов) требует притока энергии извне определенными порциями, без чего невозможно и возбуждение. Количество энергии, необходимое для ионизации молекулы или атома, чаще всего измеряют в вольт-электронах. Смысл этого термина таков.

Для того, чтобы удалить электрон с внешней орбиты нейтральной молекулы или атома, необходимо преодолеть электрические силы между электроном и положительным ядром. Таким образом, перемещая электрон-заряд в поле электрических сил, мы совершаем работу, которую можно предста-

вить в виде произведения из величины этого заряда на разность потенциалов между точками его начального и конечного положения. Принимая за единицу заряда заряд электрона и выражая разность потенциалов между точками его начального и конечного положения в вольтах, мы и получаем значение работы ионизации в вольт-электронах.

Напомним здесь, что заряд электрона равен $4{,}77 \cdot 10^{-10}$ CGSE $= 1{,}59 \cdot 10^{-20}$ CGSM, и потому работа в 1 *в-эл* равна

$$1 \text{ в-эл} = 1{,}59 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 1{,}59 \cdot 10^{-19} \text{ вт-сек}.$$

Количество энергии, которое необходимо затратить на ионизацию одного атома или молекулы, зависит от рода газа. Оно известно для большинства газов и приведено в табл. 5 [13].

Таблица 5

Работа ионизации и возбуждения атомов и молекул различных газов и паров

Газ	H_1	H_2	He	N_1	N_2	O_1	O_2	H_2O
Работа ионизации в вольт-электронах .	13,5	15,4	24,5	14,5	15,8	13,5	12,5	13,0
Наименьшая работа возбуждения в вольт-электронах	10,2	7,0	19,3	—	6,3	—	7,9	—

Несмотря на то, что процесс ионизации является весьма сложным, практически очень часто считают, что энергия, необходимая для ионизации, сообщается электрону ионизируемой молекулы или атома в результате удара. Ударяющим телом может явиться нейтральная частица, ион, или электрон. Во всех случаях удара-столкновения состояние соударяющихся частиц до и после удара целиком описывается уравнениями механики, которые, в случае скоростей движения соударяющихся частиц, близких к скорости света, должны содержать релятивистские поправки. Так, масса m движущейся частицы должна в таком случае приниматься равной

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \tag{6}$$

где m_0 — масса той же частицы, находящейся в покое,
v — скорость ее движения и
c — скорость света.

Кинетическая энергия той же частицы в общем случае равна

$$K = m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}\right)^2. \tag{7}$$

Для случая $v \ll c$ это выражение переходит в хорошо известное из классической механики

$$K_0 = \frac{m_0v^2}{2}. \tag{7a}$$

Наконец, импульс силы движущейся частицы равен

$$J = \frac{m_0v}{\sqrt{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \tag{8}$$

В качестве примера, для того, чтобы нагляднее представить себе, каким образом происходит ионизация в результате столкновения, рассчитаем, какой скоростью должен обладать электрон для того, чтобы произвести ионизацию покоящейся молекулы кислорода O_2.

Пусть электрон, имеющий массу m_e, сталкивается с молекулой, обладающей массой m_m[1]). До столкновения электрон обладал скоростью v_{e1}, а молекула скоростью $v_{m1} = 0$. После столкновения скорость электрона равна v_{e2}, скорость молекулы v_{m2}.

Если в результате столкновения произошла ионизация, на которую потребовалось затратить работу Δ, то уравнение живых сил будет иметь вид

$$\frac{m_ev_{e1}^2}{2} = \frac{m_ev_{e2}^2}{2} + \frac{m_mv_{m2}^2}{2} + \Delta. \tag{9}$$

Кроме того, при этом должно быть удовлетворено равенство количеств движения до и после удара

$$m_ev_{e1} = m_ev_{e2} + m_mv_{m2}. \tag{10}$$

Исключая из ур-ний (9) и (10) выражение скорости, получим

$$m_ev_{e1}^2 = m_ev_{e2}^2 + \frac{m_e^2}{m_m}\cdot(v_{e1} - v_{e2})^2 + 2\Delta. \tag{9a}$$

Для того, чтобы найти максимальное количество энергии, которое может превратиться в работу ионизации Δ, необходимо, продиференцировав ур-ние (9а) по v_{e2} и приравняв $\frac{d\Delta}{dv_{e2}}$ нулю, найти максимальное значение $\Delta_{ma\cdot}$.

---

[1]) Ниже рассматривается только случай так называемого „центрального удара".

Оно оказывается равным

$$\Delta_{max} = \frac{1}{2} m_e \cdot v_{e1}^2 \cdot \frac{m_m}{m_m + m_e} = K \cdot \frac{m_m}{m_m + m_e}. \quad (11)$$

Ввиду того, что масса электрона исчезающе мала рядом с массой иона

$$\Delta_{max} \approx \frac{1}{2} \cdot m_e v_{e1}^2 = K. \quad (11a)$$

Работа ионизации молекулярного кислорода ΔO_2 равна 12,5 *в-эл.* Умножая ее на $1{,}59 \cdot 10^{-12}$ для перехода к эргам и подставляя значение $m_e = 9 \cdot 10^{-28}$, получаем

$$12{,}5 \cdot 1{,}59 \cdot 10^{-12} = \frac{9 \cdot 10^{-28}}{2} v_{e1}^2,$$

откуда первоначальная скорость электрона равна

$$v_{e1} = 2{,}1 \cdot 10^8 \ \textit{см/сек} = 2100 \ \textit{км/сек}$$ [1].

Однако, весьма вероятно, что при таком ударе связи, удерживающие электрон в молекуле O_2, слабы и по существу второй массой, испытывающей удар, является не масса всей молекулы а только масса второго электрона, т. е. в наших уравнениях

$$m_m = m_e.$$

В таком случае

$$\Delta'_{max} = \frac{1}{2} m_e v'^2_{e1} \cdot \frac{m_e}{2m_e} = \frac{m_e v'^2_{e1}}{4}$$

и потому

$$v'_{e1} = 2{,}97 \cdot 10^8 \ \textit{см/сек} = 2970 \ \textit{км/сек}.$$

Мы рассматривали процесс ионизации в результате соударения молекулы и электрона. Однако, решение задачи останется тем же, если ионизация будет происходить в результате соударения двух нейтральных молекул или нейтральной молекулы и иона. При этом вследствие большей величины массы иона или нейтральной молекулы они смогут вызвать ионизацию, обладая меньшими скоростями, чем электроны.

Например, ион кислорода, обладающий массой в $5{,}3 \cdot 10^{-23}$ *г*, мог бы вызвать ионизацию молекулы кислорода при скорости

$$v_{m1} = v_{e1} \cdot \sqrt{\frac{m_e}{m_m}} = 1{,}22 \cdot 10^6 \ \textit{см/сек} = 12{,}2 \ \textit{км/сек}.$$

Ионизация в результате соударений молекул, атомов, ионов и электронов безусловно имеет место в земной атмосфере.

---

[1]) Полученное значение скорости v_{e1} показывает, что мы можем пользоваться ур-ниями (9) и (10) без релятивистских поправок (7) и (8).

Скорости, необходимые для ионизации, могут быть при этом скоростями теплового движения тех частиц, которые по закону максвелловского распределения имеют скорость несравненно большую, чем средняя скорость частиц, определяемая температурой газа. Кроме теплового движения, повышенные скорости могут появляться у заряженных частиц — электронов и ионов — под действием сильных электрических полей, например, электрических полей гроз в нижних слоях атмосферы. Наконец возможно, что часть нейтральных и заряженных частиц, обладающих большими скоростями, попадает в земную атмосферу извне в результате извержений на солнце, причем движение этих частиц в мировом пространстве происходит под влиянием светового давления.

Однако, как показывает сравнение действия различных ионизирующих факторов, которое будет приведено дальше, все перечисленные выше явления играют лишь второстепенную роль в ионизации верхних слоев атмосферы по сравнению с лучистой энергией, которой принадлежит здесь главная роль. Ионизацию под действием лучистой энергии удобнее всего рассматривать, пользуясь представлением о ее корпускулярном строении. Согласно этому представлению лучистая энергия состоит из потока частиц — фотонов, всегда движущихся со скоростью света. В покое масса фотона m_0 равна нулю и приобретает конечное значение m только тогда, когда фотон движется со скоростью света. Это можно представить себе, рассматривая предел выражения (6) при $v \longrightarrow c$,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}.$$

Для определения явлений, связанных с распространением лучистой энергии, и в частности явления ионизации, нет, впрочем, никакой необходимости находить массу движущегося фотона. Достаточно знать его кинетическую энергию K и количество движения J.

Обе эти величины связаны с частотой колебаний лучистой энергии, носителем которой является фотон.

Кинетическая энергия фотона равна

$$K = h\nu, \tag{12}$$

а количество движения

$$J = \frac{h\nu}{c}. \tag{13}$$

В этих выражениях h — так называемый квант действия (постоянная Планка), равный $6{,}54 \cdot 10^{-27}$ *эрг/сек*, ν — частота колебаний ($\nu = \frac{c}{\lambda}$, где λ — длина волны рассматриваемого излуче-

ния, выраженная в сантиметрах, c — скорость света, равная $3 \cdot 10^{10}$ *см/сек*). Пользуясь понятием кинетической энергии, можно рассматривать ионизацию, как результат соударения молекулы или атома и фотона, обладающего кинетической энергией, определяемой выражением (12).

Однако, ионизация, происходящая при соударении фотона и материальной частицы, обладает некоторыми особенностями по сравнению с ионизацией при соударении двух материальных частиц. Такими особенностями фотоионизации, отличающими ее от ионизации при соударении молекул, атомов, ионов и электронов, являются следующие:

1) Фотон расходует свою энергию только в том случае, если эта энергия достаточна для ионизации или возбуждения. В противном случае энергия фотона не расходуется и соударения как бы не происходит.

2) Если имеется избыток энергии фотона, то эта энергия переходит в кинетическую энергию электрона, появившегося при ионизации.

Таким образом, в процессе ионизации и возбуждения атома или молекулы фотон исчезает — поглощается полностью.

Приведенные выше ф-лы (11а) и (12) позволяют определить, какая частота колебаний лучистой энергии ν необходима для ионизации молекул или атомов данного газа.

Например, найдем частоту колебаний, необходимую для ионизации молекулы кислорода O_2.

Работа ионизации молекулярного кислорода O_2, выраженная в вольт-электронах, равна 12,5 *в-эл* или

$$12{,}5 \cdot 1{,}59 \cdot 10^{-12} = 1{,}99 \cdot 10^{-11} \text{ эрг.}$$

Такой же энергией должен обладать фотон для того, чтобы произвести ионизацию, т. е.

$$K = h\nu = 6{,}54 \cdot 10^{-27} \cdot \nu = 1{,}99 \cdot 10^{-11},$$

откуда частота колебаний

$$\nu = \frac{1{,}99 \cdot 10^{16}}{6{,}54} = 3{,}04 \cdot 10^{15} \text{ гц.}$$

Переходя к длине волны и выражая ее в ангстремах (1 ангстрем равен 10^{-8} *см*), получим

$$\lambda_{\text{Å}} = \frac{c}{\nu} \cdot 10^{8} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{3{,}04 \cdot 10^{15}} \cdot 10^{8} = 986 \text{ Å}.$$

Производя такие же подсчеты для молекул и атомов других газов, найдем длины волн, необходимые для их ионизации. Все эти волны принадлежат к ультрафиолетовой части спектра, видимая часть которого лежит, как известно, между 4000 и 7000 Å.

Значения длин волн, ионизирующих различные газы, даны в табл. 6.

Таблица 6

Длины волн колебаний, создающих ионизацию или возбуждение молекул и атомов различных газов

Газ	H_1	H_2	He	N_1	N_2	O_1	O_2	H_2O
Длина волны ионизации в ангстремах	915	802	505	852	782	915	986	950
Длина волны возбуждения в ангстремах . .	1210	1765	640	—	1960	—	1565	—

Фотоионизация земной атмосферы

Выше были перечислены вкратце различные источники ионизации верхних слоев земной атмосферы, причем было указано, что главным из них является лучистая энергия солнца. Справедливость этого утверждения ярче всего подтверждается тем, что все явления, связанные с ионизацией верхних слоев земной атмосферы — вариации земного магнетизма и условия распространения радиоволн,— имеют явно выраженный суточный ход, тесно связанный с высотой солнца. Помимо этого наглядного доказательства к тому же выводу приводят и энергетические соображения.

В первом приближении излучение солнца, являющегося источником лучистой энергии, можно рассматривать, как излучение абсолютно черного тела, имеющего температуру T_s. Значение этой температуры T_s может быть найдено несколькими путями [14].

а) *На основании измерений полного количества энергии, излучаемого солнцем.* Количество энергии, падающее в одну секунду на 1 $см^2$ земной поверхности при полном отсутствии поглощения в пути и при солнце, находящемся в зените, носит название „солнечной постоянной“ S.

За наиболее вероятное значение этой постоянной S, отнесенной к среднему расстоянию земли от солнца на основании измерений различных исследователей, может быть принято число

$$S = 1{,}35 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}.$$

По закону Стефана-Больтцмана количество энергии, излучаемое 1 $см^2$ поверхности абсолютно черного тела, имеющего температуру T, равно

$$E = \sigma T^4, \qquad (14)$$

где σ — так называемая постоянная Больтцмана, равная

$$\sigma = 5{,}435 \pm 0{,}011 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{град}^4 \cdot \text{сек}.$$

Таким образом, каждый квадратный сантиметр поверхности солнца должен излучать количество энергии, равное

$$E = \sigma T^4 = S \cdot \frac{D_s}{R_s},$$

где D_s — среднее расстояние от земли до солнца, равное $1{,}5 \cdot 10^{13}$ *см*,

а R_s — радиус солнца, равный $6{,}95 \cdot 10^{10}$ *см*.

Подстановка этих значений D_s и R_s дает температуру солнца

$$T_s = 5750^\circ \text{ К}.$$

б) *Кроме полного количества энергии, излучаемого солнцем, с его температурой связано также распределение интенсивности колебаний в излучаемом им спектре.* По закону Вина длина волны, соответствующая максимальной интенсивности в спектре излучения абсолютно черного тела, обладающего температурой T_s, определяется условием

$$\lambda_m \cdot T_s = 0{,}288, \tag{15}$$

где λ_m — длина волны, на которую приходится максимум излучения, выражена в сантиметрах.

Ряд авторов, исследовавших распределение интенсивности в спектре солнца, дали значения λ_m, лежащие между $4{,}68 \cdot 10^{-5}$ *см* и $4{,}82 \cdot 10^{-5}$ *см*. На основании этих цифр средняя температура солнца оказывается равной

$$T_s \approx 6080^\circ \text{ К}.$$

Найденные таким образом значения температуры солнца не могут рассматриваться, как исчерпывающие характеристики его излучательной способности. Более детальные наблюдения показывают, что температура различных участков поверхности солнца различна и само солнце лишь в первом приближении может рассматриваться, как абсолютно черное тело. Тем не менее в дальнейших рассуждениях и вычислениях мы будем считать солнце абсолютно черным телом, обладающим температурой $T_s = 6000^\circ$ К. Для того состояния, в котором находятся наши познания относительно физических процессов в верхних слоях земной атмосферы, такое представление вполне достаточно.

Из всего количества энергии, попадающего от солнца на землю, лишь очень небольшая часть способна производить ионизацию газов в земной атмосфере. Как видно из табл. 6, только начиная с волны 986 Å, солнечный свет способен ионизировать кислород O_2. Для ионизации же других газов требуются колебания еще более высокой частоты.

По закону Планка, количество энергии, излучаемое абсолютно черным телом, обладающим температурой T в интервале волн между λ и $\lambda + d\lambda$, равно

$$dE_\lambda = 2c^2h \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{c}{k\lambda T}} - 1\right)}, \tag{16}$$

где $c = 3 \cdot 10^{10}$ *см/сек* — скорость света,

h — постоянная Планка, равная $6{,}54 \cdot 10^{-27}$ *эрг/сек*,

k — постоянная Больтцмана, равная $1{,}36 \cdot 10^{-16}$ *эрг/град*,

λ — длина волны в *см* и

T — абсолютная температура.

Выражая длину волны λ через частоту колебаний $\lambda = \frac{c}{\nu}$ и заменяя $d\lambda$ через $-\frac{c}{\nu^2} \cdot d\nu$, найдем полное количество энергии E_0^∞, излученное абсолютно черным телом на всех частотах от 0 до ∞, как

$$E_0^\infty = \frac{2}{c^2} \int_0^\infty \frac{h\nu^3}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)} \cdot d\nu = 12A \cdot \frac{k^4}{c^2} \cdot \frac{T^4}{h^3}, \tag{17}$$

где

$$A = 1 + \frac{1}{2^4} + \frac{1}{3^4} + \ldots = 1{,}0823$$

(отметим попутно, что постоянная σ в законе Стефана-Больтцмана связана с постоянной k зависимостью $\sigma = 12\pi A \frac{k^4}{c^2 h^3}$).

Количество энергии $E_{\nu_1}^\infty$, излученное на участке спектра от $\nu = \nu_1$ до $\nu = \infty$, равно

$$E_{\nu_1}^\infty = \frac{2}{c^2} \int_{\nu_1}^\infty \frac{h\nu^3}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)} \cdot d\nu. \tag{18}$$

Вводя новую переменную $x = \frac{h\nu}{kT}$, найдем отношение $E_{\nu_1}^\infty$ к E_0^∞, как

$$\frac{E_{\nu_1}^\infty}{E_0^\infty} = \frac{1}{6A} \cdot \int_{\frac{h\nu_1}{kT}}^\infty \frac{x^3}{(e^x - 1)} \cdot dx = \frac{1}{6A} \cdot [x^3 + 3x^2 + 6x + 6]\, e^{-x} \cdot \tag{19}$$

Выражение (19) свидетельствует о чрезвычайно резком уменьшении отношения $\frac{E_{\nu_1}^\infty}{E_0}$ с повышением частоты ν_1. Значения этого отношения, вычисленные для разных частот ν_1, даны в табл. 7.

Из табл. 7 видно, что в области частот выше $\nu_1 = 4 \cdot 10^{15}$, количество солнечной энергии ничтожно, и потому практически в земной атмосфере могут быть ионизированы лишь те газы, ионизационный потенциал которых лежит ниже 15—16 *в-эл.*

Для того, чтобы показать это наиболее наглядно, приводим табл. 8, где дано количество молекул или атомов, которое могло бы быть ионизировано в 1 секунду солнечным излучением в столбе с поперечным сечением в 1 $см^2$ атмосферы, состоящей из какого-либо одного газа. В этой таблице пропущен водород, так как присутствие его в верхних слоях земной атмосферы весьма маловероятно.

Таблица 7

Отношение энергии, излученной в пределах участка от $\nu = \nu_1$ до $\nu = \infty$ ко всей энергии излучения абсолютно черного тела при $T = 6000°$ *Ц*

Частота ν_1	10^{15}	$1{,}5 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{15}$	$3 \cdot 10^{15}$	$3{,}33 \cdot 10^{15}$	$3{,}75 \cdot 10^{15}$	$4{,}29 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{15}$	$6 \cdot 10^{15}$	$7{,}5 \cdot 10^{15}$
Длина волны λ в Å	3000	2000	1500	1000	900	800	700	600	500	400
$\frac{E^{\infty}_{\nu_1}}{E^{\infty}_{0}}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$2{,}2 \cdot 10^{-3}$	$9{,}5 \cdot 10^{-5}$	$9{,}8 \cdot 10^{-8}$	$8{,}55 \cdot 10^{-9}$	$5{,}1 \cdot 10^{-10}$	10^{-11}	$5{,}3 \cdot 10^{-14}$	$2{,}9 \cdot 10^{-17}$	$3{,}5 \cdot 10^{-22}$
Количество энергии $E^{\infty}_{\nu_1}$ в эргах . .	$5{,}4 \cdot 10^{4}$	$2{,}97 \cdot 10^{3}$	$1{,}28 \cdot 10^{2}$	$2{,}97 \cdot 10^{-1}$	$1{,}35 \cdot 10^{-2}$	$6{,}9 \cdot 10^{-4}$	$1{,}35 \cdot 10^{-5}$	$7{,}16 \cdot 10^{-8}$	$3{,}92 \cdot 10^{-11}$	$4{,}73 \cdot 10^{-16}$

Таблица 8

Количество молекул или атомов, ионизируемых солнечным излучением в 1 секунду в столбе однородной атмосферы сечением в 1 *см*²

Газ	O_2	O_1	H_2O	N_1	N_2	He
Количество пар ионов	$5 \cdot 10^{9}$	$6 \cdot 10^{8}$	$2 \cdot 10^{9}$	10^{8}	10^{7}	1

Табл. 8 показывает, что в земной атмосфере основным газом, ионизируемым ультрафиолетовым излучением солнца, являются кислород или пары воды, если последние имеются на большой высоте. Гелий же может быть ионизирован солнечным светом лишь в ничтожном количестве.

Рассматривая фотоионизацию, создаваемую солнцем, необходимо сказать несколько слов и о фотоионизации, которая может быть обусловлена звездной радиацией.

Хотя в видимой части спектра солнце дает, примерно, в 10^8 больше энергии, чем все звезды, взятые вместе, однако, многие звезды имеют температуру в несколько раз более высокую, чем солнце. Из ф-л (17) и (19) видно, что при этих условиях резко возрастает доля энергии, излучаемой звездами в ультрафиолетовой части спектра. На основе ряда предположений Педерсен [15] считает, что в первом приближении ионизирующий эффект звездной радиации всего лишь в 1000 раз меньше фотоионизации земной атмосферы, создаваемой солнцем. Из табл. 8 видно, что даже после уменьшения приведенных в ней цифр в 1000 раз, количество ионов, создаваемых звездной радиацией, должно быть вполне ощутимым.

Космические лучи как источник ионизации [16, 17, 18, 19, 20]

Ряд наблюдений, произведенных за последние три десятилетия, показал, что земная атмосфера непрерывно пронизывается заряженными частицами и возможно частично фотонами, попадающими в нее из мирового пространства и обладающими колоссальной энергией. Энергия каждой такой частицы измеряется $10^9 - 10^{10}$ *в-эл*. Обладая такой огромной энергией, частица при соударении с молекулами и атомами ионизирует их, расходуя на эту ионизацию лишь ничтожную долю всего собственного запаса энергии. Число соударений одной частицы, приводящих к ионизации, на всем пути этой частицы от верхней границы атмосферы до поверхности земли не слишком велико. Поэтому при прохождении космическими лучами всей толщи земной атмосферы их энергия расходуется далеко не полностью и наиболее „жесткие" лучи, т. е. обладающие наибольшей энергией; оказываются в состоянии не только достигнуть земной поверхности, но и проникать в глубь земли и воды на сотни метров.

Не касаясь здесь гипотез относительно источников космического излучения и не рассматривая детально его состава, остановимся только на тех данных, которые определяют его роль и удельный вес среди других источников ионизации земной атмосферы.

Экспериментальные данные по ионизации атмосферы, производимой космическими лучами, пока еще весьма неполны. Они охватывают область от поверхности земли до высот порядка 20—30 *км*, причем выше 10 *км* данные получены в результате

единичных полетов стратостатов и не очень многочисленных исследований с помощью шаров-зондов.

Общий итог произведенных измерений следующий (рис. 3). У земной поверхности космические лучи ионизируют сравнительно небольшое количество молекул и атомов воздуха — порядка 3—4 на *см*³ в 1 сек. По мере подъема вверх число ионов, создаваемых космическими лучами в *см*³ в 1 сек., возрастает и достигает максимума в 300—350 ионов на *см*³ в 1 сек. на высоте порядка 18—20 *км*. Этот максимум по некоторым данным сохраняет свою величину и на больших высотах; по дру-

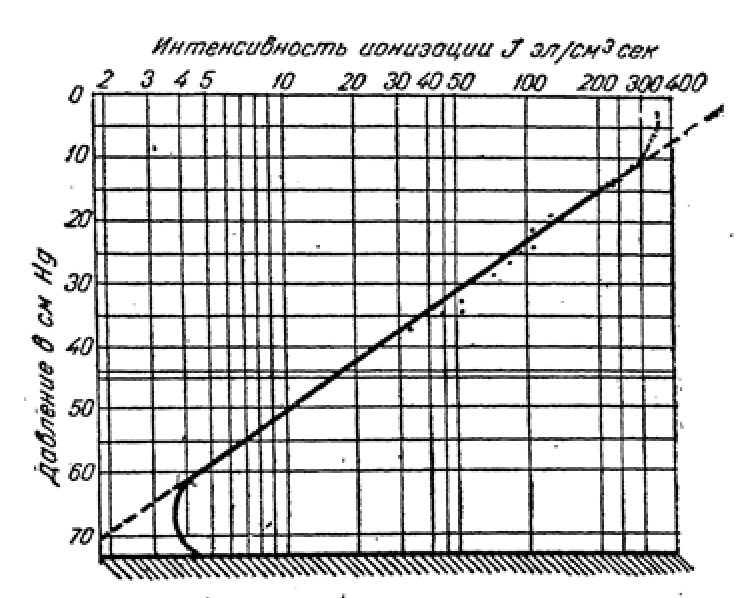


Рис. 3. Ионизация нижних слоев атмосферы космическими лучами (Вальтер).

гим же данным выше 18—20 *км* наблюдается некоторое уменьшение ионизирующей способности космических лучей.

Выше 30 *км* надежные измерения интенсивности космических лучей не производились. Ионизация, производимая этими лучами на больших высотах, может быть приближенно оценена только путем экстраполяции данных измерений, произведенных на меньших высотах и на основании некоторых побочных соображений. Эти соображения приводят к следующим выводам.

По всем данным космические лучи, проникающие даже в самые верхние слои земной атмосферы, должны обладать энергией не ниже $3 \cdot 10^9$ *в-эл*. В пользу такого мнения говорит то, что при меньшей энергии заряженные частицы не могли бы приблизиться к земле, а были бы отброшены в сторону земным магнитным полем. (Напомним, что движущаяся заряженная частица эквивалентна току и, если этот ток направлен перпенди-

кулярно силовым магнитным линиям земли, то он должен перемещаться перпендикулярно к магнитному полю и своему первоначальному направлению).

Если бы давление земной атмосферы по мере движения вверх не уменьшалось, а сохраняло то же значение, что у поверхности земли, то толщина воздушного слоя равнялась бы всего 8,5 *км*. Пронизывая такой слой, космическое излучение, обладающее энергией порядка $3-5 \cdot 10^9$ *в-эл*, полностью расходовало бы ее на ионизацию, если бы каждая такая частица создавала на каждый сантиметр пройденного пути 130—150 ионов и электронов. Ввиду того, что в действительности плотность атмосферы убывает по мере удаления от земли, количество ионов и электронов на 1 *см* пути, пройденного заряженной частицей, должно быть тем меньше, чем дальше рассматриваемая точка от земли.

Однако, в действительности равномерное распределение количества электронов и ионов, появляющихся под действием каждой „космической частицы" на 1 *см* пути в 1 сек., в однородной атмосфере может и не выполняться. Часть „космических частиц" может растратить свою энергию на создание нескольких быстро движущихся электронов, каждый из которых будет обладать меньшей энергией, чем создавшая его частица, и потому все такие электроны потеряют энергию еще сравнительно высоко над землей, но зато ионизируют там большое количество атомов и молекул. Некоторая доля „космических частиц" может обладать энергией, недостаточной для пронизывания всей толщи атмосферы. Эти частицы также смогут ионизировать только более высоколежащие слои земной атмосферы. Оба эти обстоятельства должны приводить к тому, что относительная ионизация космическими лучами (т. е. ионизация, отнесенная к плотности газа при давлении 760 *мм*) в верхних слоях атмосферы должна быть больше, чем в слоях, непосредственно прилегающих к поверхности земли. Этим, повидимому, и объясняется возрастание ионизирующей способности космических лучей по мере удаления от земли, показанное на рис. 3.

Прекращение роста ионизирующей способности космических лучей на высотах 18—20 *км* и приведенные выше соображения, касающиеся „отсеивания" частиц, обладающих малой энергией, магнитным полем земли, говорят в пользу того, что ионизирующая способность космических лучей нигде в земной атмосфере не должна превышать 300 пар ионов и электронов на 1 $см^3$ в 1 сек. в воздухе при атмосферном давлении. Количество ионов, производимое космическим излучением, фактически должно быть пропорционально давлению, поэтому для грубой оценки влияния этого фактора можно считать, что на любой высоте количество ионов J_p должно быть

$$J_p = 300 \cdot \frac{p}{760} \text{ эл/см}^3 \cdot \text{сек.}$$

Пользуясь табл. 4 (стр. 12), можно подсчитать, что на высоте 100 *км* это количество должно иметь порядок

$$J_{p\,100}=\frac{300}{2{,}7\cdot10^{5}}=1{,}1\cdot10^{-3}\ \text{эл/см}^{3}\cdot\text{сек}.$$

На высоте 200 *км*

$$J_{p\,200}=\frac{3\ 0}{8{,}2\cdot10^{6}}=3{,}6\cdot10^{-5}\ \text{эл/см}^{3}\cdot\text{сек и т. д.}$$

Все эти подсчеты, правда весьма грубые, показывают, что роль космического излучения в ионизации верхних слоев земной атмосферы должна быть ничтожной. Наоборот, на умеренных высотах порядка десятков километров над землей космическое излучение должно быть одним из основных факторов ионизации, однако, абсолютное значение количества ионов и электронов, появляющихся в 1 $см^3$ в 1 сек., и здесь не должны превышать одного-двух десятков.

Нерегулярно действующие источники ионизации

Наряду с такими регулярно действующими источниками ионизации, как ультрафиолетовое излучение солнца и звезд и космические лучи, земную атмосферу ионизируют и другие источники. Однако, интенсивность этих источников изменяется в широких пределах, ее колебания лишены явно выраженной закономерности и, наконец, в некоторых случаях сами источники распределены более или менее случайно на земном шаре. К числу таких нерегулярно действующих источников ионизации относятся:

1. Потоки материальных частиц или особо интенсивно ионизирующего излучения, вырывающиеся временами из ограниченных областей солнечного диска.
2. Потоки метеоров и метеорной пыли.
3. Грозы, происходящие в тропосфере.

Что представляют собой потоки солнечного происхождения, особенно сильно ионизирующие земную атмосферу, пока твердо не установлено. По мнению одних авторов эти потоки состоят из материальных частиц—электронов и ионов, вырывающихся во время „взрывов" на солнце из его глубоких слоев и удаляющихся от него с огромной скоростью под действием светового давления. Согласно другим взглядам эти потоки представляют собой особо интенсивное ультрафиолетовое излучение солнца, появляющееся тогда, когда во время извержений обнажаются глубокие слои солнца, обладающие более высокой температурой, чем 6000°.

Извержения на солнце происходят непостоянно и нерегулярно. Поэтому действие их на ионизацию земной атмосферы и на радиосвязь приходится рассматривать как наложение слу-

чайного явления на общую среднюю картину ионизации верхних слоев земной атмосферы. К ионизации атмосферы потоками солнечного происхождения мы вернемся при рассмотрении связи между магнитными бурями и состоянием ионосферы.

Ионизация атмосферы потоками метеоров

Земная атмосфера непрерывно пронизывается значительным количеством метеоров. Размеры большинства из них невелики и лишь ничтожная доля может наблюдаться невооруженным глазом. Скорости метеоров достигают десятков километров в секунду.

Количество метеоров, попадающих ежесуточно в земную атмосферу, очень непостоянно. Временами земля проходит сквозь потоки метеоров, двигающихся по определенным орбитам в мировом пространстве, и тогда количество их сильно возрастает. Общее количество космической пыли, попадающее в 1 сек. в земную атмосферу для средних условий, имеет порядок 10^{-1} *кг*, но в периоды прохождения потоков метеоров оно может значительно возрастать.

Зная массу и скорость метеоров, ежесекундно попадающих в атмосферу земли, можно вычислить соответствующую им кинетическую энергию. Сталкиваясь с молекулами и атомами газов, входящих в состав атмосферы, метеор расходует свой запас энергии. Для большинства метеоров энергия оказывается почти полностью уже израсходованной на высотах порядка 100 *км* над землей. Дальше метеоры движутся под влиянием силы земного тяготения и только наиболее крупные из них сохраняют еще некоторый запас собственной кинетической энергии вплоть до высот порядка 10—15 *км*.

Сталкиваясь с молекулами газов, метеоры сообщают им дополнительное количество энергии, увеличивая их скорость, и нагреваются сами.

Таким образом, движущийся метеор создает вокруг себя повышение температуры и повышение скорости окружающих его молекул газа.

Столкновение метеора с молекулами газов может вызывать их ионизацию непосредственно или постепенно в результате накопления отдельными молекулами особенно большого запаса энергии. Этот процесс удобнее всего представлять себе как результат общего повышения температуры газа [21].

Если имеется известное количество молекул газа n_0, обладающих температурой T, то средняя скорость молекул определяется выражением

$$w = 1{,}29 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ см/сек.}$$

Здесь M — молекулярная масса данного газа, равная, например, для водорода $M_{H_2} = 2$, для кислорода $M_{O_2} = 2 \cdot 16 = 32$ и т. д.

Однако, при средней скорости w индивидуальные скорости отдельных молекул весьма сильно отличаются от нее, подчиняясь так называемому максвелловскому распределению скоростей.

По закону Максвелла количество молекул dn, обладающих скоростью, лежащей между v и $v+dv$, равно

$$dn = n_0 \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{v}{w}\right)^2 \cdot e^{-\left(\frac{v}{w}\right)^2} \cdot \frac{dv}{w}. \tag{20}$$

Таким образом, среди молекул газа, обладающих средней скоростью w, всегда можно найти такие, скорости которых способны вызвать ионизацию. Количество молекул, обладающих скоростью, превышающей скорость v_i, необходимую для ионизации, найдется как

$$\Delta n = n_0 \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_{v_i}^{\infty} \left(\frac{v}{w}\right)^2 \cdot e^{-\left(\frac{v}{w}\right)^2} \cdot \frac{dv}{w} =$$

$$= n_0 \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_{x_i}^{\infty} x^2 \cdot e^{-x^2} \cdot dx, \tag{21}$$

где $x = \frac{v}{w}$.

Последнее выражение при $x > 2{,}5$ приближенно равно

$$\Delta n \approx n_0 \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-x^2}}{2x}. \tag{21a}$$

Обычно количество молекул, способных вызвать термическую ионизацию, ничтожно мало. Но при значительном повышении температуры оно может вызвать уже вполне ощутимую ионизацию.

Например, для ионизации молекулы кислорода необходимо количество энергии, равное $2{,}00 \cdot 10^{-11}$ *эрг* (см. стр. 19), и потому для ионизации при столкновении необходимо, чтобы относительная скорость молекул была равна $v_i = 12{,}2$ *км/сек*.

Вместе с тем даже при средней температуре газа $T = 1000^\circ$ K средняя скорость молекул равна всего

$$w = 1{,}29 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{10^3}{32}} = 7{,}2 \cdot 10^4 \text{ см/сек} = 0{,}72 \text{ км/сек}.$$

Поэтому в ф-ле (21a) $x_i = \frac{v_i}{w} = \frac{12{,}2}{0{,}72} = 17$ и отношение числа молекул Δn, способных вызвать ионизацию ко всему их количеству n_0, равно

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-289}}{34} \approx 10^{-127}.$$

Как видно из этого примера, даже при сравнительно высоких температурах это количество исчезающе мало и им вполне можно пренебречь. Поэтому термическая ионизация может играть роль только при исключительно сильном повышении температуры вокруг метеоров.

Таким образом, если метеоры и производят заметную ионизацию, то это происходит за счет непосредственных их соударений с молекулами газа. Экспериментальные данные по вопросу о роли метеоров в ионизации атмосферы весьма противоречивы. Во всяком случае эта ионизация может носить только местный, весьма непостоянный характер и, вероятно, по абсолютной величине незначительна.

Ионизация сильными электрическими полями

Сильные электрические поля имеются преимущественно в нижних слоях земной атмосферы. Эти поля вызываются:

а) зарядом самого земного шара,

б) зарядами в грозовых облаках.

Как показывают измерения, земля обладает значительным отрицательным зарядом, создающим у поверхности земли градиент до 100 *в/м*. Однако, уже на высотах порядка нескольких километров градиент потенциала несравненно меньше, так как действие большей части отрицательного заряда земли оказывается уравновешенным зарядами положительных ионов, находящихся в слое воздуха, прилегающем к поверхности земли. Таким образом, в верхних слоях земной атмосферы электрическое поле, обусловленное отрицательным зарядом земли, очень мало и практически на ионизации не отражается.

Действие гроз на ионизацию атмосферы несравненно больше. Во время грозы в атмосфере появляются разноименные заряды, при огромных разностях потенциалов между ними. Заряды, расположенные на известном расстоянии друг от друга, можно рассматривать, как своего рода электрические диполи, обладающие моментом

$$M = Ql,$$

где Q — величина каждого заряда,

l — расстояние между разноименными зарядами.

Эти диполи создают вокруг себя электрические силы, равные

$$E = \frac{M}{r^3},$$

где r — расстояние от центра диполя до рассматриваемой точки, которые и могут явиться источником ионизации.

Саму ионизацию атмосферы под действием электрического поля можно представить себе следующим образом: под действием электрической силы заряды, всегда имеющиеся в атмосфере хотя бы в ничтожном количестве, начинают двигаться

по направлению поля. Это движение сопровождается столкновениями с нейтральными частицами, причем во время столкновений движущийся заряд сообщает нейтральной частице часть своей кинетической энергии, приобретенной под действием поля. Эта энергия может оказаться достаточной для ионизации в том случае, если ион или электрон пробежал без столкновений достаточный путь в направлении электрического поля, или если сама электрическая сила очень велика. Таким образом, возможность ионизации связана с величиной свободного пробега электронов и ионов в газе и с напряженностью электрического поля. Ввиду того, что длина свободного пробега обратно пропорциональна давлению, можно считать, что возможность ионизации всецело определяется величиной отношения $\frac{E}{p}$, где E — величина электрической силы, а p — давление.

Для накопления энергии, необходимой для ионизации, электрон или ион должен пробежать такой путь, чтобы произведение из его заряда на падение напряжения вдоль этого пути было равно или больше энергии ионизации. Иными словами, падение напряжения электрического поля на протяжении длины свободного пробега должно быть равно или больше энергии ионизации в вольт-электронах

$$E \cdot l \geqq u_j ,$$

где E — напряженность электрического поля,
l — длина свободного пробега,
u_j — энергия ионизации в вольт-электронах.

Элементарные подсчеты показывают, что электрические поля грозового происхождения не в состоянии сильно увеличить ионизацию верхних слоев атмосферы.

Например, на высоте 100 *км*, где согласно табл. 4 давление может иметь порядок $p = 760 \cdot \frac{10^{14}}{2,7 \cdot 10^{19}} = 2,8 \cdot 10^{-3}$ *мм* свободный пробег электрона, определяемый формулой

$$l_{эл} \cong 3 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{p} \text{ см},$$

оказывается равным

$$l_{эл} \cong 10 \text{ см}.$$

Поэтому для того, чтобы электрон был в состоянии ионизировать, например, молекулы кислорода, необходимо, чтобы напряженность поля, создаваемая грозовыми зарядами, имела порядок 1,25 *в/см*.

Если принять, что средний момент грозового облака равен $M = 3 \cdot 10^{16}$ CGSE[15], то на расстоянии порядка 100 *км* он создаст электрическую силу

$$E = \frac{M}{r^3} = \frac{3 \cdot 10^{16}}{10^{21}} \text{ CGSE/см} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ в/см}.$$

Эта сила весьма мала рядом с требуемым для ионизации градиентом в 1,25 *в/см*. Однако, отдельные пробеги электронов могут значительно отклоняться от средней величины. Число пробегов Δn бо́льших заданного значения x относится ко всему числу пробегов n, как

$$\frac{\Delta n}{n} = e^{-\frac{x}{l_{эл}}}.$$

В нашем случае, например, вероятность существования пробега длиной более метра равна

$$\frac{\Delta n}{n} = e^{-\frac{100}{10}} = 10^{-4,34}.$$

Если принять во внимание, что скорость электронов v при $T = 1000°$, равна, примерно, 175 *км/сек*[1]), и потому каждый электрон совершает в секунду $\frac{v}{l_{эл}} = \frac{1,75 \cdot 10^7}{10} = 1,75 \cdot 10^6$ пробегов, мы видим, что в секунду электрон совершит около 100 пробегов длиной более метра. Считаясь с тем, что оценка момента грозового облака нами сделана весьма приближенно, точно так же весьма грубо оценено давление на высоте 100 *км* и другие величины, мы должны притти к заключению, что грозы могут вызвать местное увеличение ионизации даже на высотах порядка 100 *км*. С увеличением высоты вероятность ионизации грозовыми зарядами должна быстро падать, и наоборот, она должна сильно возрастать в более низко лежащих областях. Наблюдения подтверждают существование влияния гроз на ионизацию высоких слоев атмосферы, хотя точный характер этого влияния пока еще недостаточно выяснен.

ГЛАВА III

ИНТЕНСИВНОСТЬ ИОНИЗАЦИИ И ЕЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Пронизывая земную атмосферу, солнечная радиация, потоки заряженных или нейтральных частиц, космические лучи и прочие факторы ионизируют ее. При этом интенсивность ионизации J, т. е. количество электронов и ионов, появляющихся в 1 $см^3$ за единицу времени под действием всех перечисленных факторов, зависит от ряда условий, а именно:

1. От интенсивности самого ионизирующего потока S, от его специфических свойств, характеризующих его способность

[1]) Напомним, что в формуле на стр. 30 молекулярный вес электронного газа должен быть принят равным $M = \frac{1}{1840}$.

производить ионизацию (частота колебаний, масса и скорость летящих частиц и пр.), и, наконец, от того, насколько сам поток S ослаблен вследствие поглощения в вышележащих слоях атмосферы по пути к рассматриваемой нами точке.

2. От состава атмосферы, т. е. от процентного содержания в ней различных газов и степени их диссоциации.

3. От состояния самих газов — их температуры и давления.

В действительных условиях ионизирующий поток никогда не бывает однородным. Например, в случае ультрафиолетовой радиации он состоит из колебаний различных частот; в случае потока материальных частиц эти частицы обладают различными скоростями и т. д. Каждая из компонент этих потоков при одном и том же состоянии и составе газа, через который она проходит, поглощается различно и, таким образом, не только интенсивность, но и состав самого ионизирующего потока непрерывно изменяется в зависимости от пути, пройденного им в поглощающем газе.

Однако, исследовать изменения интенсивности ионизации в атмосфере на разных высотах с учетом того, что состав и состояние атмосферы также меняются с высотой, и, кроме того, считать еще сам ионизирующий поток изменяющимся по составу и интенсивности является слишком сложной задачей. Поэтому мы рассмотрим сначала распределение ионизации, сильно упрощая все условия, а затем посмотрим, насколько могут измениться получаемые при этом выводы в условиях, приближающихся к действительности. Упрощения, которыми мы воспользуемся, заключаются в следующем.

Мы будем рассматривать однородную атмосферу, считая ее состав, т. е. процентное содержание в ней различных газов и степень их диссоциации, постоянными на всех высотах.

Далее мы будем считать поток ионизации также однородным: например, в случае ультрафиолетовых лучей, состоящим из колебаний только одной, или ряда весьма близких друг к другу частот. В этих условиях количество ионов и электронов J, появляющихся в единице объема за одну секунду при проникновении ионизирующего потока S на глубину dh, будет пропорционально уменьшению интенсивности dS этого потока, т. е.

$$J = \alpha \cdot \frac{dS}{dh}, \tag{22}$$

где α — постоянный коэфициент, зависящий от ионизационного потенциала и вероятности ионизации данного газа.

Потеря энергии ионизирующего потока dS на участке пути dh, в свою очередь, пропорциональна мощности самого потока S и количеству молекул или атомов ионизируемого газа, встречаемому на единицу пути потоком, т. е. пропорциональна плотности газа q

$$dS = kqSdh. \tag{23}$$

Плотность газа в данных условиях может быть выражена через его плотность у поверхности земли q_0 ($p_0 = 760$ *мм*; $t = 0°$ Ц), давление в данной точке p и абсолютную температуру T, т. е.

$$q = q_0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T}. \tag{24}$$

Здесь p_0 — давление у поверхности земли, выраженное в *г/см²*, а T_0 — 0° по Цельсию, выраженный в абсолютной шкале температур, т. е. $T_0 = 273°$ К.

Таким образом,

$$dS = kq_0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot S dh. \tag{23а}$$

В этом выражении произведение kq_0 численно равно той доле потока S, которая теряется на 1 *см* пути в атмосфере у земной поверхности ($p = p_0$; $T = T_0$). Рассматривая интенсивность ионизации в разных точках пути, проходимого ионизирующим потоком, мы видим, что на разных высотах эта интенсивность неодинакова. На больших высотах она должна быть мала ввиду малой плотности атмосферы, т. е. малого количества молекул, которые могут ионизироваться на 1 *см* пути потока S. На малых высотах, например, у поверхности земли, интенсивность ионизации также может оказаться ничтожной в силу того, что ионизирующий поток практически полностью поглощается вышележащими слоями атмосферы. Таким образом, на некоторой высоте над землей, где и плотность газа достаточно велика и, вместе с тем, энергия ионизирующего потока еще не полностью поглощена, следует ожидать появления максимума интенсивности ионизации.

На основании равенства (22), максимум интенсивности ионизации J должен совпадать с максимумом производной

$$\frac{dS}{dh} = kq_0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot S. \tag{23б}$$

Диференцирование ур-ния (23б) по h дает условия этого максимума

$$\frac{d}{dh}\left(\frac{dS}{dh}\right) = kq_0 \cdot \frac{T_0}{p_0}\left(-\frac{Sp}{T^2} \cdot \frac{dT}{dh} + \frac{p}{T} \cdot \frac{dS}{dh} + \frac{S}{T} \cdot \frac{dp}{dh}\right) = 0. \tag{25}$$

Подставляя в ур-ние (25) значение $\frac{dp}{dh}$ из ур-ния (3) (см. стр. 6)

$$\frac{dp}{dh} = -q_0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \tag{3}$$

и значение $\frac{dS}{dh}$ из ур-ния (23б) и сокращая все равенство (25) на произведение $kq_0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T^2} \cdot S$, которое не может быть равно нулю, найдем

$$-\frac{dT}{dh} + kq_0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot T_0 - \frac{q_0}{p_0} \cdot T_0 = 0. \tag{25а}$$

Иначе говоря

$$kp = 1 + \frac{p_0}{q_0} \cdot \frac{\frac{dT}{dh}}{T_0}. \tag{25б}$$

Для атмосферы, имеющей постоянную температуру $\left(\frac{dT}{dh} = 0\right)$, условие (25б) превращается в

$$kp = 1. \tag{25в}$$

Это условие чрезвычайно интересно. Оно говорит о том, что, если давление в атмосфере изменяется монотонно и температура ее постоянна, то в ней может существовать только один максимум ионизации, определяемый условием (25в). Если же температура изменяется и при том таким образом, что с высотой она увеличивается $\left(\frac{dT}{dh} > 0\right)$, по ур-нию (25б) возможно существование и нескольких максимумов. Далее, условие (25в) говорит о том, что максимум ионизации должен находиться тем выше, чем выше температура атмосферы. Это следует из того, что чем выше температура атмосферы, тем на большей высоте над землей расположена область, в которой, при $k = \text{const}$, давление p обладает величиной, необходимой для удовлетворения равенства (25в). Например, согласно выражению (5а)

$$p = p_0 e^{-\frac{q_0}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot (h - h_0)}, \tag{5а}$$

если мы рассматриваем две атмосферы, одну обладающую температурой T_1 и вторую, обладающую температурой T_2, то при одном и том же их составе максимум интенсивности ионизации обусловливается равенством (25в)

$$kp = kp_0 e^{-\frac{q_0}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T_1} \cdot (h_1 - h_0)} = kp_0 e^{-\frac{q_0}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T_2} \cdot (h_2 - h_0)} = 1,$$

откуда следует, что

$$\frac{q_0}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T_1} \cdot (h_1 - h_0) = \frac{q_0}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T_2} \cdot (h_2 - h_0)$$

или

$$\frac{(h_1 - h_0)}{T_1} = \frac{(h_2 - h_0)}{T_2}, \tag{26}$$

т. е. во сколько раз выше абсолютная температура атмосферы, во столько же раз выше должен быть расположен в ней максимум интенсивности ионизации.

Ур-ние (23а) после подстановки в него давления p из ур-ния (5а) приобретает вид

$$\frac{dS}{S} = k \cdot \frac{q_0}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot p_0 \cdot e^{-\frac{q_0}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot (h - h_0)} \cdot dh.$$

Решением этого уравнения при постоянном значении температуры T является

$$\ln S = -kp_0 e^{-\frac{q_0}{p_0}\cdot\frac{T_0}{T}\cdot(h-h_0)} + C.$$

При $h=\infty$, т. е. далеко за пределами атмосферы, $S=S_\infty$, где S_∞ — интенсивность ионизирующего потока в свободном пространстве. Поэтому

$$\ln S_\infty = C$$

и далее

$$S = S_\infty e^{-kp_0 e^{-\frac{q_0}{p_0}\cdot\frac{T_0}{T}\cdot(h-h_0)}}. \tag{27}$$

А так как по ур-нию (22) $J = \alpha\cdot\frac{dS}{dh}$, то

$$J = \alpha kp_0\cdot\frac{q_0}{p_0}\cdot\frac{T_0}{T}\cdot S_\infty e^{-\left[\frac{q_0}{p_0}\cdot\frac{T_0}{T}\cdot(h-h_0)+kp_0 e^{-\frac{q_0}{p_0}\cdot\frac{T_0}{T}(h-h_0)}\right]}.$$

Обозначая $\frac{p_0}{q_0}\cdot\frac{T}{T_0}$ сокращенно множителем H_T [см. (5б)] на стр. 7) и считая на поверхности земли $h_0=0$,

$$J = \frac{\alpha kp_0}{H_T}\cdot S_\infty e^{-\left[\frac{h}{H_T}+kp_0 e^{-\frac{h}{H_T}}\right]}. \tag{28}$$

Максимальная интенсивность ионизации J_{max} найдется по ур-нию (28) подстановкой значения k из ур-ния (25в)

$$J_{max} = \frac{\alpha S_\infty}{H_T} e^{-1}. \tag{28а}$$

В выражения (28) и (28а) удобно ввести величину $\alpha S_\infty = Q_0$, имеющую определенный физический смысл и являющуюся количеством пар ионов и электронов, возникающих вследствие ионизации в 1 сек. в столбе атмосферы, имеющем сечение в 1 $см^2$. (Эта величина дана в табл. 8 на стр. 25). Если вся энергия ионизирующего потока S_∞ расходуется на ионизацию атмосферы, то ввиду того, что $J = \alpha\cdot\frac{dS}{dh}$

$$Q_0 = \int_{h=\infty}^{h=0} J dh = \alpha\int_{h=\infty}^{h=0} dS = \alpha S_\infty.$$

Таким образом,

$$J = \frac{kp_0}{H_T}\cdot Q_0 e^{-\left[\frac{h}{T}+kp_0 e^{-\frac{h}{H_T}}\right]}, \tag{28б}$$

$$J_{max} = \frac{Q_0}{eH_T}. \tag{28в}$$

В табл. 8 на стр. 25 были даны цифры, характеризующие количество пар ионов и электронов, производимых энергией солнца, рассматриваемого как абсолютно черное тело, при $T = 6000^\circ$ К в столбе атмосферы с площадью сечения в 1 *см*². Хотя, строго говоря, такое излучение нельзя считать тем однородным излучением S, которым мы оперировали во всех предыдущих выводах, все же не будет большой ошибкой, если мы воспользуемся этими формулами для вычисления ряда величин, характеризующих ионизацию атмосферы. Найдем прежде всего по ф-ле (28в) максимальную интенсивность ионизации. Величину Q_0 в соответствии с табл. 8 будем считать равной $5 \cdot 10^9$ *эл/сек* (ионизация молекулярного кислорода O_2). Если считать, что состав атмосферы по процентному содержанию различных газов одинаков на всех высотах, то, принимая плотность воздуха q_0 при $T_0 = 273^\circ$ К и $p_0 = 760$ *мм* равной

$$q_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3 \text{ (см. табл. 1)},$$

$$p_0 = 1033 \cdot 10^3 \text{ г/см}^2,$$

$$H_T = \frac{p_0}{q_0} \cdot \frac{T}{T_0} = \frac{1033}{1{,}3 \cdot 10^{-3}} \quad \frac{T}{T_0} = 7{,}95 \cdot 10^5 \cdot \frac{T}{T_0} \text{ см}.$$

Найдем для температуры $T_1 = T_0 = 273^\circ$

$$H_{T_1} = 7{,}95 \cdot 10^5 \text{ см}$$

и

$$J_{1\max} = \frac{Q_0}{eH_{T_1}} = \frac{5 \cdot 10^9}{e \cdot 7{,}95 \cdot 10^5} = 2300 \text{ эл/см}^3 \text{ сек}.$$

Если же предположить, что температура верхних слоев атмосферы выше и равна $T_2 = 1000^\circ$ К, то

$$H_{T_2} = \frac{1033}{1{,}3 \cdot 10^{-3}} \cdot \frac{1000}{273} = 29 \cdot 10^5 \text{ см}$$

и

$$J_{2\max} = \frac{5 \cdot 10^9}{e \cdot 29 \cdot 10^5} = 628 \text{ эл/см}^3 \text{ сек}.$$

Из этих примеров видно, что чем выше температура атмосферы, тем выше в ней должен быть расположен максимум интенсивности ионизации [ф-ла (26)] и тем меньше он по абсолютному значению.

Рассмотрим, наконец, как должна изменяться интенсивность ионизации в зависимости от высоты вблизи максимума. Для этого мы воспользуемся ф-лой (28б), причем для большей общности выводов будем выражать высоту h не в километрах, а в долях H_T. Кроме того, обращая внимание на то, что в точке максимума

$$kp = kp_0 e^{-\frac{h_{\max}}{H_T}} = 1,$$

объединяем выражения (28б) и (28в) в одно

$$\frac{J}{J_{max}} = e^{\left[1 + \frac{h_{max} - h}{H_T} - e^{\frac{h_{max} - h}{H_T}}\right]}. \qquad (27г)$$

По этой формуле и производим расчет, результаты которого даны в табл. 9 и на рис. 4.

Таблица 9

Распределение ионизации около максимума

$\frac{h_{max} - h}{H_T}$	0	1	1,5	2	2,5	3	3,5	
$\frac{J}{J_{max}}$	1	0,481	0,139	$1{,}16 \cdot 10^{-2}$	$6{,}3 \cdot 10^{-5}$	$7{,}5 \cdot 10^{-8}$	—	—
$\frac{h_{max} - h}{H_T}$	0	—1	—1,5	—2	—2,5	—3	—3,5	—4
$\frac{J}{J_{max}}$	1	0,694	0,485	0,366	0,224	0,134	$8{,}2 \cdot 10^{-2}$	$4{,}9 \cdot 10^{-2}$

Из табл. 9 видно, что нижняя граница ионизируемой области $[(h_{max} - h) > 0]$ очерчена несравненно резче, чем область выше J_{max} $[(h_{max} - h) < 0]$.

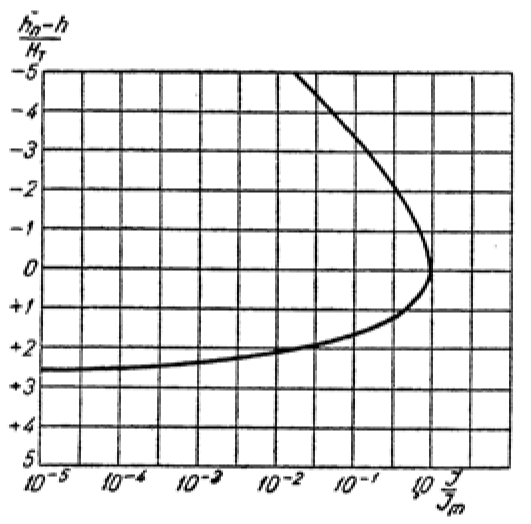


Рис. 4. Распределение интенсивности ионизации атмосферы по высоте.

Масштаб распределения ионизации по высоте дан в табл. 9 в долях величины H_T, т. е. в зависимости от давления и температуры газа. Чем температура выше, тем более растянутой по высоте оказывается ионизируемая область.

Весь предшествующий анализ распределения интенсивности ионизации атмосферы сделан в том предположении, что ионизирующий поток падает нормально на поверхность слоя. В действительности же поток излучения солнца падает на поверхность слоя

и земли под разными углами с вертикалью, в зависимости от времени суток, времени года и широты места на земном шаре. Изменение угла падения солнечной радиации на землю изменяет как распределение интенсивности ионизации по высоте, так и величину максимальной интенсивности ионизации J_{max}. Характер этих изменений можно найти следующим образом.

Рис. 5.

Если поток S падает в земную атмосферу, образуя угол φ с вертикалью, то, приближаясь к земле на отрезок dh, он проходит в поглощающем слое участок $\frac{dh}{\cos\varphi}$ (рис. 5). Поэтому вместо (23а) получаем

$$dS = k \cdot \frac{q_0}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T} \cdot Sp \cdot \frac{dh}{\cos\varphi} = \frac{k}{H_T} \cdot Sp \cdot \frac{dh}{\cos\varphi}. \qquad (29)$$

Максимум интенсивности ионизации, который мы будем отыскивать, считая температуру атмосферы всюду одинаковой, определится из условия

$$\frac{d}{dh}\left(\frac{dS}{dh}\right) = \frac{k}{H_T \cos\varphi} \cdot \left(S \cdot \frac{dp}{dh} + p \cdot \frac{dS}{dh}\right) = 0. \qquad (30)$$

Подставляя в ур-ние (30) значения $\frac{dS}{dh}$ из ур-ния (29) и $\frac{dp}{dh}$ из ур-ния (3), найдем условие максимума $\frac{dS}{dh}$, как

$$\frac{kp}{\cos\varphi} = 1. \qquad (30а)$$

Сравнение ур-ния (30а) с (25в) показывает, что чем выше солнце над горизонтом, тем ниже расположен максимум интенсивности ионизации, так как при одном и том же значении k, ур-ние (25в) требует больших значений p, нежели ур-ние (30а). Изменение высоты h_{max} в зависимости от высоты солнца найдем, подставляя в ур-ние (30а) значение

$$p = p_0 e^{-\frac{(h-h_0)}{H_T}}. \qquad (5б)$$

Если при нормальном падении лучей максимум интенсивности ионизации образуется на высоте h_{m1}, а при падении под углом φ на высоте h_{m2}, то мы имеем право написать

$$kp_0 e^{-\frac{h_{m_1}-h_0}{H_T}} = kp_0 e^{-\frac{h_{m_2}-h_0}{H_T}} \cdot \frac{1}{\cos\varphi},$$

откуда

$$\cos\varphi = e^{-\frac{h_{m_2}-h_{m_1}}{H_T}} \qquad (31)$$

и

$$h_{m_2} - h_{m_1} = -H_T \ln(\cos\varphi). \qquad (31a)$$

Что касается абсолютной величины максимума интенсивности ионизации J'_{max}, то тем же путем, как это делалось раньше для нормального падения ионизирующего потока (ф-ла 28а, б, в), для случая косого надения лучей под углом φ получается выражение

$$J' = \frac{\alpha k p_0}{H_T \cos\varphi} \cdot S'_\infty \cdot e^{-\left[\frac{h}{H_T} + \frac{k p_0}{\cos\varphi} \cdot e^{-\frac{h}{H_T}}\right]}, \qquad (32)$$

а так как при максимуме ионизации

$$\frac{k p_0}{\cos\varphi} \cdot e^{-\frac{h_m}{H_T}} = 1, \qquad (30a)$$

то

$$J'_{max} = \frac{\alpha S'_\infty}{H_T e}. \qquad (32a)$$

Под величиной S мы подразумевали в предыдущих выводах количество энергии, способной ионизировать атмосферу, пронизывающей площадь в 1 *см*² перпендикулярно к поверхности слоя. Теперь, когда лучи падают наклонно, количество энергии на 1 *см*² поверхности будет меньше и, следовательно,

$$S'_\infty = S_\infty \cos\varphi, \qquad (33)$$

поэтому

$$J'_{max} = \frac{\alpha S_\infty}{H_T e} \cdot \cos\varphi \qquad (32б)$$

и, наконец,

$$J'_{max} = \frac{Q_0}{H_T e} \cdot \cos\varphi. \qquad (32в)$$

Рис. 6.

Ввиду того, что земля, а вместе с нею и слой равной плотности в атмосфере имеют сферическую форму, угол φ можно считать постоянным на всем пути прохождения излучением S атмосферы лишь тогда, когда этот угол не очень велик. При

его увеличении необходимо помнить, что луч, падающий на землю под углом φ_0, вступает в земную атмосферу под углом φ', отличающимся от φ_0. В первом приближении можно ограничиваться учетом влияния поглощения лишь в более плотных слоях атмосферы, а не по всей ее толщине. Считая, например, что заметное поглощение происходит в пределах слоя атмосферы толщиной в 400 *км*, что, повидимому, вполне допустимо, найдем связь между углами φ_0 и φ' из условия (рис. 6)

$$\sin\varphi' = \frac{R}{R+400} \cdot \sin\varphi_0. \tag{33}$$

Изменение угла φ при прохождении лучей сквозь атмосферу можно учесть, подставляя в ф-лу (32) и следующие за ней, значение угла φ, лежащее между φ' и φ_0.

ГЛАВА IV

ИСЧЕЗНОВЕНИЕ ЗАРЯДОВ В ВЕРХНИХ СЛОЯХ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ ПЛОТНОСТИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВЫСОТЫ

Наряду с процессом ионизации, т. е. с появлением новых электронов и положительных ионов под действием солнечного излучения и других факторов, в верхних слоях земной атмосферы непрерывно происходит обратный процесс соединения положительных и отрицательных зарядов, результатом которого является образование нейтральных молекул и атомов. Вследствие этого процесса рекомбинации число электронов в единице объема растет не безгранично, а стремится к определенному пределу, характеризующемуся тем, что числа электронов, вновь появляющихся и исчезающих в единицу времени, равны друг другу. Процесс рекомбинации может происходить как непосредственно, т. е. путем присоединения электрона к положительному иону, так и ступенчато, когда электрон сначала захватывается нейтральной молекулой или атомом и образует вместе с ними отрицательный ион. В дальнейшем этот отрицательный ион рекомбинирует с положительным ионом и дает две нейтральные молекулы или два нейтральных атома.

Хотя и прямая, и ступенчатая рекомбинации приводят к одному и тому же, т. е. к нейтрализации зарядов в ионосфере, влияние их на распространение радиоволн различно. Действие электронов на распространение радиоволн гораздо больше действия положительных и отрицательных ионов потому, что при одной и той же величине заряда электроны обладают во много раз меньшей массой, нежели ионы. Под действием одних и тех же сил электроны способны колебаться с несравненно боль-

шими амплитудами и большими скоростями, чем ионы. А так как на распространение радиоволн влияет именно движение зарядов (об этом см. дальше), то роль каждого свободного электрона в верхних слоях атмосферы во столько же раз больше роли положительного или отрицательного иона, во сколько раз масса последних больше массы электронов. Это приводит к тому, что условия распространения радиоволн в верхних слоях атмосферы зависят почти исключительно от количества имеющихся там свободных электронов и почти не зависят от наличия положительных или отрицательных ионов. Поэтому с точки зрения влияния на процесс распространения радиоволн электрон является исчезнувшим независимо от того, присоединился ли он к положительному иону, образовав нейтральную молекулу, или образовал отрицательный ион, будучи захвачен нейтральной молекулой или атомом.

Не вдаваясь подробно в сущность процесса рекомбинации, рассмотрим основные зависимости, которые должны иметь место в газе, где одновременно с ионизацией происходят прямая и ступенчатая рекомбинация.

Пусть в единице объема газовой среды имеется N_e электронов, N_- — отрицательных, N_+—положительных ионов и n—нейтральных молекул, или атомов. Эти атомы и молекулы мы будем считать принадлежащими какому-либо одному газу. Если под действием ионизирующего фактора каждую секунду в кубическом сантиметре газа появляется J новых электронов, то закон изменения электронной концентрации во времени будет следующим:

$$\frac{dN_e}{dt} = J - \alpha N_+ N_e - \beta n N_e + \delta N_- . \qquad (34)$$

Физический смысл первого слагаемого правой части выражения (34) J ясен из предыдущего, что же касается до остальных слагаемых, то их значение следующее.

Слагаемое $\alpha N_+ N_e$ характеризует количество электронов, исчезающих в единицу времени в результате прямой рекомбинации, т. е. захватывания электронов положительными ионами с образованием нейтральных частиц. Это количество прямо пропорционально числу самих электронов N_e и числу положительных ионов N_+, соединяясь с которыми, электроны нейтрализуются. Множитель α носит название „коэфициента рекомбинации“. Физический смысл его заключается в том, что он характеризует вероятность того, что один электрон и один положительный ион образуют нейтральную частицу. Количественно коэфициент α равен величине, обратной промежутку времени, в течение которого в среднем рекомбинируют один электрон и один положительный ион. Например, если коэфициент рекомбинации α в заданных условиях (давление, температура, род газа) равен 10^{-6}, то это значит, что если бы в 1 $см^3$ имелось бы лишь по одному электрону и по одному положительному

иону, то они рекомбинировали бы в среднем за 10^6 сек., т. е. примерно за $11^1/_2$ суток.

Слагаемое $\beta n N_e$ характеризует количество электронов, исчезающих в 1 сек. в кубическом сантиметре в результате захватывания цейтральными молекулами и атомами и образования отрицательных ионов. Это количество пропорционально n — количеству нейтральных частиц в кубическом сантиметре и числу электронов — N_e. Коэфициент β играет в образовании отрицательных ионов ту же роль, которую играет коэфициент α в процессе рекомбинации.

Выражение δN_- дает количество электронов, которое появляется в 1 сек. в кубическом сантиметре в результате отрывания электронов от отрицательных ионов. Если в среде существует некоторое количество отрицательных ионов N_-, то они могут, либо, рекомбинируя с положительными ионами N_+, давать нейтральные частицы, либо при наличии какого-либо ионизирующего фактора, не переходя в нейтральные частицы, вновь распадаться на электрон и нейтральную частицу. Количество электронов, образующихся в результате такого распада отрицательных ионов, пропорционально числу отрицательных ионов N_- и коэфициенту δ, характеризующему вероятность распада под действием ионизирующего потока. Величины N_e, N_- и N_+ связаны друг с другом не одной только зависимостью (34). Кроме нее обязательно выполняются также следующие условия:

$$N_e + N_- = N_+, \tag{35}$$

$$\frac{dN_-}{dt} = \beta n N_e - \gamma N_+ N_- - \delta N_-. \tag{36}$$

Первое из этих условий (35) обозначает, что, если электроны и положительные ионы образуются при ионизации одновременно и в равных количествах, то при отсутствии постоянного оттока положительных или отрицательных зарядов, число положительных ионов в кубическом сантиметре должно быть равно сумме чисел электронов и отрицательных ионов.

Второе условие (36) характеризует процесс образования отрицательных ионов. Смысл выражений $\beta n N_e$ и δH, входящих в него, был уже рассмотрен раньше. Что же касается до выражения $\gamma N_+ N_-$, то оно характеризует исчезновение отрицательных ионов в результате их рекомбинации с положительными ионами, причем γ является коэфициентом рекомбинации + и — ионов, аналогичным коэфициенту рекомбинации α электронов и положительных ионов.

Из ур-ний (34), (35) и (36) вытекает выражение, характеризующее изменение во времени числа положительных ионов

$$\frac{dN_+}{dt} = J - \alpha N_+ N_e - \gamma N_+ N_-. \tag{37}$$

Смысл отдельных слагаемых этого выражения ясен из предыдущего.

Для того, чтобы найти количество электронов N_e на том или ином уровне над землей, нужно решить совместно ур-ния (34), (35), (36) и (37). Однако, это решение в общем виде весьма сложно и мало наглядно. Поэтому мы рассмотрим сначала отдельно наиболее характерные особенности процессов рекомбинации и образования отрицательных ионов. Это необходимо сделать также и потому, что часто сложные явления, имеющие место в ионосфере, упрощенно представляют либо как рекомбинацию, либо как образование отрицательных ионов.

Предположим, что в верхних слоях атмосферы происходит только рекомбинация электронов и положительных ионов. В таком случае, ввиду отсутствия в среде отрицательных ионов, количества электронов и положительных ионов должны быть равны друг другу. Поэтому ур-ние (34) приобретает вид

$$\frac{dN_e}{dt} = J - \alpha' N_e^2. \tag{34a}$$

Пропорциональность количества рекомбинирующих электронов N_e^2 вытекает из того, что при $N_- = 0$, $N_+ = N_e$.

Выражение (34а) позволяет сделать два весьма существенных вывода:

1. Если в дневные часы рекомбинация электронов и положительных ионов играет основную роль в процессе исчезновения свободных зарядов в слое, то количество электронов, устанавливающееся в слое в результате подвижного равновесия, между числом вновь появляющихся и исчезающих электронов, т. е. при $\frac{dN_e}{dt} = 0$, найдется из условия

$$J - \alpha' N_e^2 = 0,$$

или

$$N_e = \sqrt{\frac{J}{\alpha'}}. \tag{38}$$

Из ф-лы (38) видно, что при малых абсолютных значениях коэфициента рекомбинации даже сравнительно небольшая интенсивность ионизации может создать значительное число электронов в кубическом сантиметре.

Например, если $\alpha' = 3 \cdot 10^{-10}$, то при $J = 300$ *эл/см³сек*

$$N_e = \sqrt{\frac{300}{3 \cdot 10^{-10}}} = 10^6 \text{ эл/см}^3.$$

Это значит, что появление всего лишь 300 новых электронов в секунду приводит при значении $\alpha' = 3 \cdot 10^{-10}$ к установлению подвижного равновесия при числе электронов в кубическом сантиметре N_e, равном 10^6.

2. Если коэфициент рекомбинации α' не зависит от высоты, то максимум электронной концентрации N_{max} должен быть

там же, где имеет место максимум интенсивности ионизации J_{max}, так как

$$N_{e\,max} = \sqrt{\frac{J_{max}}{\alpha'}}. \qquad (38a)$$

3. В ночные часы, когда исчезает внешний фактор ионизации и $J=0$, убывание числа электронов должно итти по закону

$$\frac{dN_e}{dt} = -\alpha' N_e^2,$$

или

$$\frac{dN_e}{N_e^2} = -\alpha' dt.$$

Решение этого уравнения дает следующую зависимость электронной концентрации N_e от времени

$$N_{et} = \frac{N_{e0}}{1 + \alpha' N_{e0} t}, \qquad (39)$$

где N_{e0} — электронная концентрация в момент времени $t=0$.

Выражение (39) показывает, что скорость убывания числа электронов вследствие рекомбинации происходит тем быстрее, чем больше коэфициент рекомбинации α' и чем больше электронная концентрация N_{e0} в начальный момент времени. Например, при коэфициенте рекомбинации $\alpha' = 3 \cdot 10^{-10}$ убывание концентрации от $N_{e0} = 10^6$ до $N_{et} = 10^5$, т. е. в 10 раз, происходит в течение времени

$$t = \frac{1}{\alpha'} \cdot \left(\frac{1}{N_{et}} - \frac{1}{N_{e0}}\right) = 3 \cdot 10^4 \text{ сек},$$

т. е. в течение 8 часов 20 минут; а убывание концентрации также в 10 раз, но от $N_{e0} = 10^5$ до $N_{et} = 10^4$, при том же коэфициенте рекомбинации произойдет в течение

$$t = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \left(\frac{1}{10^4} - \frac{1}{10^5}\right) = 3 \cdot 10^5 \text{ сек},$$

т. е. за период в 10 раз больший.

4. Если считать, что интенсивность ионизации J мгновенно приобретает какое-то определенное значение, а дальше сохраняется постоянной, то величина электронной концентрации N_{et} найдется в результате решения диференциального ур-ния (34а). Это решение имеет вид

$$N_{et} = N_{em} \cdot \frac{(N_{em} + N_{e0}) - (N_{em} - N_{e0}) \cdot e^{-2\alpha N_{em} t}}{(N_{em} + N_{e0}) - (N_{em} - N_{e0}) \cdot e^{-2\alpha N_{em} t}}. \qquad (40)$$

В нем N_{et} — электронная концентрация в момент времени t,
N_{e0} — электронная концентрация в момент времени $t=0$,
N_{em} — электронная концентрация, определяемая уравнением (38а).

Ур-ние (40) показывает, что при изменении величины интенсивности ионизации J электронная концентрация N_e лишь постепенно приобретает новое устойчивое значение N_{em}, причем процесс установления идет тем медленнее, чем меньше коэфициент рекомбинации α' и абсолютное значение N_{em}.

Ввиду того, что в реальных условиях интенсивность ионизации J не остается постоянной в течение светлого времени суток, а непрерывно изменяется, следуя, примерно, закону

$$J = J_0 \cos \varphi,$$

где φ — зенитный угол солнца, электронная концентрация N_e также должна изменяться. При этом в согласии с ур-нием (40) при малых значениях коэфициента рекомбинации α' ход электронной концентрации должен запаздывать относительно высоты солнца над горизонтом.

В качестве иллюстрации этого явления на табл. 10 и на рис. 7 дан ход электронной концентрации в течение суток, рассчитанный по ф-ле (40). Расчет произведен для последовательных интервалов времени в один час и для двух случаев:

Первый случай. Интенсивность ионизации изменяется по закону $J = J_0 \sin\left[\frac{2\pi}{24}(t-6)\right]$ в течение промежутка от 6 часов до 18 часов (в светлое время суток). Здесь t — время, выраженное в часах. Коэфициент рекомбинации принят равным $\alpha' = 3 \cdot 10^{-10}$, $J = 300$ и $N_{e0} = 10^5$ в 6 часов утра.

Второй случай рассчитан для того же закона изменения интенсивности ионизации J, но для значения коэфициента рекомбинации $\alpha' = 3 \cdot 10^{-8}$ и значения $N_{e0} = 0$ в 6 часов утра.

Приведенные примеры показывают, что при малых значениях коэфициента рекомбинации электронная концентрация не успевает следовать за ходом освещенности и максимум ионизации запаздывает относительно максимума освещенности.

Совершенно иного рода зависимости получаются в том случае, когда основной причиной исчезновения свободных электронов является их захватывание нейтральными частицами и образование отрицательных ионов.

В этих условиях основное уравнение ионизации имеет вид

$$\frac{dN_e}{dt} = J - \beta n N_e. \qquad (34б)$$

Табли

Ход электронной концентрации Ne при изменении интенсивности иони

t	06 ч.	07 ч.	08 ч.	09 ч.	10 ч.
при $\alpha' = 3 \cdot 10^{-10}$	10^5	$1,55 \cdot 10^5$	$4,52 \cdot 10^5$	$7,07 \cdot 10^5$	$8,61 \cdot 10^5$
при $\alpha' = 3 \cdot 10^{-8}$	0	$5,1 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$	$8,41 \cdot 10^4$	$9,30 \cdot 10^4$

Из этого уравнения следует что:

1. Количество электронов $N_{e\,max}$ при установлении равновесия между числом вновь появляющихся и числом исчезающих электронов равно

$$N_{e\,max} = \frac{J}{\beta n}. \tag{41}$$

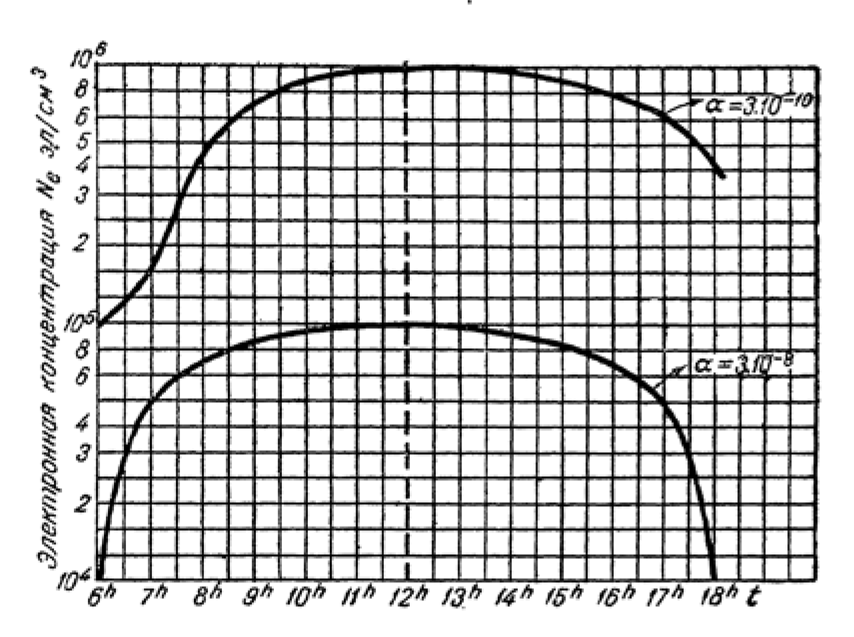


Рис. 7. Изменение электронной концентрации в дневные часы при разных значениях коэфициента рекомбинации α.

Ввиду того, что знаменатель выражения (41) не является постоянным, завися от числа нейтральных частиц n, т. е. от высоты, максимум электронной концентрации $N_{e\,max}$ устанавливается на высоте, отличной от той, где имеет максимальное значение интенсивность ионизации J. Величина электронной концентрации N_e в условиях равновесия пропорциональна первой степени интенсивности ионизации J.

ц а 10

зации по закону $J = 300 \sin\left[\frac{2\pi}{24}(t-6)\right]$ и при разных значениях рекомбинации

11 ч.	12 ч.	13 ч.	14 ч.	15 ч.	16 ч.	17 ч.	18 ч.
$9{,}45 \cdot 10^5$	10^6	10^6	$9{,}66 \cdot 10^5$	$9\ 10^5$	$8 \cdot 10^5$	$6{,}61 \cdot 10^5$	$4{,}25 \cdot 10^5$
$9{,}85 \cdot 10^4$	10^5	$9{,}85 \cdot 10^4$	$9{,}3 \cdot 10^4$	$8{,}41 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$	$5{,}10 \cdot 10^4$	$1{,}2 \cdot 10^4$

2. В ночных условиях, когда $J=0$, уравнение ионизации приобретает вид

$$\frac{dN_e}{dt} = -\beta n N_e$$

и имеет решение

$$N_{et} = N_{e0} e^{-\beta n t}, \tag{42}$$

которое значительно отличается от решения для случая рекомбинации (39). Характерным для выражения (42) является отсутствие в нем зависимости скорости исчезновения электронов от абсолютного значения числа электронов N_{e0} в начальный момент времени. Эта скорость зависит только от числа нейтральных частиц n, захватываясь которыми, электроны исчезают. Ввиду того, что величина n быстро убывает с возрастанием высоты над землей, исчезновение электронов в результате образования отрицательных ионов происходит гораздо быстрее в нижней части ионосферы, где давление больше и почти незаметно в ее верхней части.

К определению числовых коэфициентов, характеризующих процесс образования отрицательных ионов, можно подойти следующим путем.

Обозначим через μ вероятность того, что в результате столкновения электрона с нейтральной молекулой данного газа образуется отрицательный ион. Число самих столкновений ν электрона с нейтральными молекулами в заданных условиях можно найти, если известно это число ν_0 для какого-либо определенного давления P_0 и температуры T_0. В первом приближении можно считать, что при давлении $P_0 = 1$ *мм* и температуре $T_0 = 273°$ число столкновений ν_0 имеет порядок

$$\nu_0 = 4 \cdot 10^8 \text{ сек.}^{-1}.$$

Тогда при каком-либо ином давлении p и температуре T число столкновений ν будет равно

$$\nu = \nu_0 \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0} \cdot \frac{p}{p_0}} = \nu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0} \cdot \frac{n}{n_0}}. \tag{43}$$

Под p_0 здесь подразумевается парциальное давление того газа, число столкновений электронов с молекулами и атомами которого мы ищем; n и n_0 обозначают число молекул или атомов газа при давлениях p и p_0.

Зная μ и ν, можно найти вероятность того, что данный электрон в течение одной секунды образует отрицательный ион. Эта вероятность будет равна произведению $\mu\nu$.

Наконец, число отрицательных ионов, образовавшихся в 1 сек. при наличии N_e электронов в кубическом сантиметре, которое в ф-ле (34б) мы обозначили через $\beta n N_e$, в то же время равно

$$\mu\nu N_e = \beta n N_e.$$

Таким образом, вместо величин β и n можно оперировать величинами μ и ν. Значение величины ν_0 было дано выше. Что же касается до величины μ, то она, повидимому, имеет порядок $3-4 \cdot 10^{-7}$ [22].

Рассмотрим в качестве примера процесс образования отрицательных ионов на высотах 100, 200 и 300 *км*, причем для определения давлений и количества молекул на этих высотах воспользуемся данными табл. 4. Будем считать, что образование отрицательных ионов происходит в результате присоединения электронов к молекулам кислорода. Присоединение их к молекулам и атомам других газов, повидимому, является маловероятным.

Тогда на высоте 100 *км* при $T = 273°$ К

$$\nu_{100} = 4 \cdot 10^8 \cdot 760 \cdot \frac{n}{n_0} = 4 \cdot 10^8 \cdot 760 \cdot \frac{2 \cdot 10^{13}}{2,7 \cdot 10^{19}} = 2,25 \cdot 10^5 \text{ сек.}^{-1};$$

на высоте 200 *км* при $T = 1000°$ К

$$\nu_{200} = 4 \cdot 10^8 \cdot 760 \cdot \sqrt{\frac{1000}{273}} \cdot \frac{6,75 \cdot 10^{11}}{2,7 \cdot 10^{19}} \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ сек.}^{-1};$$

и, наконец, на высоте 300 *км* при $T = 1000°$ К

$$\nu_{300} = 4 \cdot 10^8 \cdot 760 \cdot \sqrt{\frac{1000}{273}} \cdot \frac{2,22 \cdot 10^{10}}{2,7 \cdot 10^{19}} \approx 500 \text{ сек.}^{-1}.$$

Считая на всех высотах $\mu = 3 \cdot 10^{-7}$ (что не вполне верно, так как с повышением температуры вероятность образования отрицательных ионов должна уменьшаться), найдем

$$N_{e\,100} = N_{e0} e^{-6,75 \cdot 10^{-2} \cdot t},$$

$$N_{e\,200} = N_{e0} e^{-4,5 \cdot 10^{-3} \cdot t},$$

$$N_{e\,300} = N_{e0} e^{-1,5 \cdot 10^{-4} \cdot t}.$$

Это значит, что на высоте 100 *км* уменьшение электронной концентрации в e, т. е. 2,7 раза, произойдет через

$$t = \frac{1}{6,75 \cdot 10^{-2}} = 15 \text{ сек.};$$

на высоте 200 *км* такое же уменьшение произойдет через

$$t = \frac{1}{4,5 \cdot 10^{-3}} = 220 \text{ сек.} = 3 \text{ мин. } 40 \text{ сек.},$$

и, наконец, на высоте 300 *км* через

$$t = \frac{1}{1,5 \cdot 10^{-4}} = 6650 \text{ сек.} = 1 \text{ час. } 50 \text{ мин. } 50 \text{ сек.}$$

Конечно, приведенные выше расчеты не претендуют на то, чтобы точно отразить количественную сторону процессов, в

действительности происходящих в ионосфере. Они указывают только на весьма резкое замедление процесса исчезновения электронов в результате образования отрицательных ионов с увеличением высоты.

Решение всей системы ур-ний (34), (35), (36) и (37), более полно охватывающих процессы образования и исчезновения электронов в ионосфере, значительно более громоздко, чем те частные решения для одной рекомбинации или для одного образования отрицательных ионов, которые мы только-что разобрали. Часто эту систему приводят к уравнениям, напоминающим по своему строению уравнение рекомбинации (34а) [24].

Укажем вкратце путь подобного рода преобразований и главнейшие выводы из всей системы ур-ний (34) — (37). Будем исходить из ур-ния (37)

$$\frac{dN_+}{dt} = J - \alpha N_e N_+ - \gamma N_+ N_-,$$

причем, воспользовавшись тем, что

$$N_- = N_+ - N_e,$$

перепишем ур-ние (37) в следующем виде

$$\frac{dN_+}{dt} = J - N_+^2 \left[\gamma + (\alpha - \gamma) \cdot \frac{N_e}{N_+}\right]. \tag{37a}$$

Из этого уравнения видно, что процесс исчезновения положительных ионов можно рассматривать как рекомбинацию с коэфициентом

$$\alpha_+ = \gamma + (\alpha - \gamma) \cdot \frac{N_e}{N_+}.$$

При очень малых значениях коэфициента рекомбинации положительных и отрицательных ионов таких, что $\gamma \ll \alpha$, исчезновение положительных ионов может итти гораздо медленнее, чем по ур-нию (34а) в случае чистой рекомбинации. Такое замедление будет происходить, если $\frac{N_e}{N_+} \ll 1$, т. е. тогда, когда $N_e \neq N_+$ и в среде, кроме электронов N_e и положительных ионов N_+, имеются еще и отрицательные ионы N_-.

Преобразовывая уравнение электронной концентрации (34), исключая из него N_- так же, как это было сделано для ур-ния (37), найдем

$$\frac{dN_e}{dt} = J - N_e^2 \left[\alpha \cdot \frac{N_+}{N_e} + \frac{\beta n}{N_e} - \delta \cdot \frac{N_+ - N_e}{N_e^2}\right]. \tag{34в}$$

Здесь так же можно рассматривать

$$\alpha_e = \alpha \cdot \frac{N_+}{N_e} + \frac{\beta n}{N_e} - \delta \cdot \frac{N_+ - N_e}{N_e^2},$$

как своего рода коэфициент рекомбинации, причем из сравнения (37б) и (34в) видно, что эффективные коэфициенты рекомбинации положительных ионов α_+ и электронов α_e в общем случае совсем не равны друг другу. Поэтому исчезновение электронов и положительных ионов может итти с разной скоростью, а так как всегда $N_+ = N_e + N_-$, то в ионосфере вполне возможно присутствие отрицательных ионов. Рассмотрим, каково будет соотношение между числом электронов N_e и числом положительных ионов при установившемся равновесии, т. е. при условии

$$\frac{dN_e}{dt} = 0 \text{ и } \frac{dN_+}{dt} = 0.$$

В этом случае ур-ния (35) — (37) дают

$$N_{e0} = N_+ \cdot \frac{\delta + \gamma N_+}{\delta + \gamma N_+ + \beta n}. \tag{44}$$

Из этого выражения видно, что число положительных ионов N_+ может быть значительно больше числа электронов. Для этого необходимо, чтобы процесс образования отрицательных ионов шел быстрее, чем распад этих ионов и рекомбинация их с положительными ионами, т. е.

$$\beta n \gg \delta \quad \text{и} \quad \beta n \gg \gamma N_+.$$

Те же ур-ния (34) и (37) позволяют найти зависимость числа электронов N_e от числа положительных ионов N_+ при установившемся равновесии. Из этих уравнений находим

$$N_e = \frac{J + \delta N_+}{\alpha N_+ + \beta n + \delta} \tag{45}$$

и

$$N_+ = \sqrt{\frac{J}{\gamma + (\alpha - \gamma) \cdot \frac{dN_e}{dN_+}}}. \tag{46}$$

Если в среде происходит интенсивное образование отрицательных ионов, то равновесие между числом вновь появляющихся и исчезающих электронов, главным образом, определится равенством

$$\delta N_- = \beta n N_e$$

или, если $N_e \ll N_+$,

$$\delta N_+ \approx \beta n N_e.$$

Поэтому приближенно в условиях равновесия

$$N_e \approx \frac{\delta N_+}{\beta n} \tag{45a}$$

и подставляя сюда значение N_+

$$N_e \approx \frac{\delta}{\beta n} \cdot \sqrt{\frac{J}{\gamma + (\alpha - \gamma)\frac{N_e}{N_+}}}. \qquad (45б)$$

Это значит, что так же, как в случае чистой рекомбинации (38), число электронов при наличии большого числа отрицательных ионов пропорционально квадратному корню из интенсивности ионизации J.

Мы остановились довольно подробно на процессе образования отрицательных ионов и показали условия, при которых они могут оказаться в значительном количестве в ионосфере потому, что этот вопрос постоянно вызывает затруднения при истолковывании экспериментальных данных. Дело в том, что для объяснения суточных вариаций земного магнитного поля, необходимо предположить наличие в ионосфере определенного количества свободных зарядов (безразлично электронов или ионов). Это количество в несколько сотен раз больше того, которое обнаруживается при радиотехнических исследованиях ионосферы. Однако, радиотехнические измерения дают только количество электронов и почти не позволяют обнаружить более тяжелые ионы. Поэтому единственным путем, позволяющим примирить радиотехнические данные и данные земного магнетизма, является предположение того, что наряду с электронами в ионосфере имеются также отрицательные ионы, не обнаруживаемые радиотехническими методами. Последнее время появился ряд исследований [22], [24], [25], показывающих, что такое предположение может быть оправдано и теоретическими соображениями. Основные выводы из этих работ приведены выше.

К сожалению, значения отдельных коэфициентов, входящих во все ф-лы (34)—(45б), являются пока крайне неопределенными, причем различные авторы принимают их иногда отличающимися друг от друга в десятки и даже сотни раз. Все же для того, чтобы указать хотя бы границы, между которыми могут лежать значения этих коэфициентов, приводим их краткий перечень на основе исследований, производившихся за последние годы.

Интенсивность ионизации J является переменной величиной, зависящей от высоты солнца над горизонтом. Наибольшее ее значение по всем данным должно быть 300—500 *эл/см³·сек* и во всяком случае не должно превосходить 10^3 *эл/см³·сек*.

Значения коэфициента рекомбинации α, даваемые разными авторами, довольно сильно отличаются друг от друга: Педерсен [15] дает для него значение $\alpha = 2{,}15 \cdot 10^{-11}$; Массей [22] считает $\alpha = 2 \cdot 10^{-12}$; Эппльтон [24] на основе экспериментальных данных приходит к „эффективным" значениям коэфициента рекомбинации $\alpha^* \approx 10^{-8} - 10^{-10}$ в зависимости от высоты и времени суток.

Коэфициент рекомбинации положительных и отрицательных ионов γ — еще более неопределенная величина, нежели коэфициент рекомбинации α.

Вообще говоря, величина этого коэфициента зависит от давления и, таким образом, должна изменяться с высотой. Однако, при тех малых значениях давлений, которые имеются в верхних слоях атмосферы, эта зависимость практически не ощущается и потому γ можно считать постоянной величиной. Педерсен [15] приближенно считает $\gamma = \alpha = 2{,}15 \cdot 10^{-11}$, Массей [22], не давая конкретных цифр, просто указывает на гораздо меньший удельный вес процесса рекомбинации положительных и отрицательных ионов, нежели рекомбинации электронов и положительных ионов. Леб [26] дает крайние пределы значений коэфициента γ для верхних слоев атмосферы между $2 \cdot 10^{-8}$ и $2 \cdot 10^{-10}$.

Вероятность образования отрицательного иона из атома кислорода и электрона большинством авторов оценивается, как $2 \cdot 10^{-5} - 10^{-5}$ [21] от числа столкновений между электронами и атомами кислорода ,что дает для β значение порядка 10^{-13}. Массей [22] на основании теоретических расчетов приходит к вероятности образования отрицательных ионов равной всего $3{,}6 \cdot 10^{-7}$ от числа столкновений электронов и атомов кислорода. Это приводит к значениям коэфициента β равным всего лишь $1{,}4 \cdot 10^{-15}$.

Вероятность обратного расщепления отрицательных ионов солнечной радиацией δ является величиной, совершенно еще не изученной. Проводя весьма грубую аналогию между фотоионизацией атомов кислорода и разрушением отрицательных ионов, можно оценивать порядок этой величины как $\delta = 10^{-2}$. Однако, эта цифра не может ни в какой степени рассматриваться как более или менее твердо установленная.

Как видно из этих данных, значения всех коэфициентов, характеризующих ионизацию, крайне неопределенны, и потому на их основе пока невозможно строить какие бы то ни было расчеты, определяющие состав и состояние ионосферы.

ГЛАВА V

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ПРОВОДИМОСТЬ ИОНИЗИРОВАННОГО ГАЗА

Наличие в верхних весьма разреженных слоях земной атмосферы электронов и ионов оказывает влияние на распространение в этих слоях радиоволн. Это влияние сказывается двояко.

Во-первых, благодаря присутствию электронов и ионов изменяется направление распространения радиоволн—происходит их преломление или отражение.

Во-вторых, распространение волн сопровождается поглощением.

Сущность первого процесса, т. е. преломления радиоволн в ионосфере, заключается в следущем. Каждый электрон или ион под действием электромагнитного поля волны приходит в колебательное движение в направлении электрической силы поля[1]). Такой колеблющийся заряд можно рассматривать как ток, величина которого равна $i_e = e v$, где e — величина заряда, а v — его скорость. Ввиду того, что на все свободные заряды — электроны и ионы — действует переменная электрическая сила одной и той же частоты, среда, содержащая эти заряды, оказывается как бы наполненной элементарными переменными токами, фазы которых по отношению друг к другу и к первичному источнику колебаний определяются их расстоянием от этого источника колебаний. Каждый из этих токов, образуемых движущимися зарядами, представляет собой элементарный вибратор, излучающий во все стороны энергию в виде электромагнитных колебаний той же частоты, которая действует на сам заряд. Интерференция колебаний, излученных всеми этими вибраторами как друг с другом, так и с первичными электромагнитными колебаниями, и вызывает то изменение направления движения электромагнитной энергии, которое мы рассматриваем как преломление или отражение радиоволн.

Поглощение электромагнитных колебаний в разреженном газе, содержащем свободные заряды, происходит следующим образом.

Для приведения заряда в колебательное движение необходимо сообщить ему некоторое количество энергии. Эта энергия сообщается заряду волной, приходящей от источника. Если заряд свободно колеблется, не сталкиваясь с другими нейтральными или заряженными частицами, то энергия, приобретенная им от приходящей волны, вновь излучается в форме колебаний той же частоты. Если же заряд, совершающий колебания, сталкивается с другой частицей, то после столкновения он прекращает колебательное движение и движется прямолинейно и равномерно, причем вся живая сила, которой он обладал в момент столкновения, превращается в энергию теплового движения как самого заряда, так и той частицы, с которой заряд столкнулся. Таким образом, в результате столкновения энергия, сообщенная заряду электромагнитной волной, не полностью обращается в энергию колебаний высокой частоты, а частично идет на увеличение скоростей беспорядочного теплового движения нейтральных и заряженных частиц. Иными словами, температура газовой среды повышается за счет поглощения некоторого количества энергии радиоволн, проходящих сквозь эту среду. Такова сущность процесса поглощения радиоволн в газовой среде, содержащей свободные заряды.

---

[1]) *Мы рассматриваем пока среду, в которой отсутствует постоянное магнитное поле.*

Законы распространения радиоволн в разреженных газах, содержащих свободные заряды, могут быть найдены путем суммирования действия всех зарядов. Однако, это суммирование можно проводить и не рассчитывая излучение и поглощение, создаваемое каждым из тех элементарных вибраторов, которые представляют собой движущиеся заряды.

Преломление и поглощение радиоволн в разреженном газе так же, как и во всякой другой среде, можно выразить при помощи обобщенных коэфициентов, характеризующих электрические свойства среды — через ее диэлектрическую проницаемость ε и ее проводимость σ.

Путь рассуждений, при помощи которых мы приходим от колебаний каждого отдельного заряда к этим обобщенным коэфициентам, характеризующим среду, следующий:

Ток, создаваемый электромагнитным полем в среде, обладающей диэлектрической проницаемостью ε и проводимостью σ, может быть выражен как

$$I = \left(\frac{\varepsilon}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dt} + \sigma E\right), \tag{47}$$

здесь I — плотность тока в среде,
E — электрическая сила в среде.

Если ограничиться случаем чисто синусоидальных колебаний наиболее существенным с точки зрения практики распространения, т. е. считать, что

$$E = E_0 e^{-j(\omega t + \varphi)},$$

то выражение (47) превратится в следующее

$$I = \left[-j\omega \cdot \frac{\varepsilon}{4\pi} + \sigma\right] \cdot E_0 e^{-j(\omega t + \varphi)}. \tag{47a}$$

Из этого выражения видно, что в общем случае ток в среде может быть представлен в виде двух слагаемых, из которых одно, находящееся в фазе с электрической силой, пропорционально проводимости σ, а второе, опережающее по фазе на $\frac{\pi}{2}$ электрическую силу, пропорционально множителю $\omega \cdot \frac{\varepsilon}{4\pi}$. Таким образом, если имеется возможность определить полный ток в среде и разбить его на два слагаемых: одно, находящееся в фазе, и другое, сдвинутое по фазе на $\frac{\pi}{2}$ относительно электрической силы, то проводимость среды найдется как коэфициент пропорциональности между слагаемой тока, находящейся в фазе с электрической силой и самой силой, а диэлектрическая проницаемость найдется как коэфициент пропорциональности между составляющей тока, сдвинутой на $\frac{\pi}{2}$ относительно электрической силы, и множителем $\omega \cdot \frac{E}{4\pi}$.

В разреженном газе, содержащем свободные заряды, полный ток является суммой двух токов:

1) тока смещения, существующего в среде при отсутствии зарядов,

$$I_1 = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dt} = -j \cdot \frac{\omega}{4\pi} \cdot E;$$

2) тока, создаваемого движением зарядов,

$$I_e = \sum_{i=1}^{i=N} ev_i;$$

где N — есть число зарядов в кубическом сантиметре,
e — величина отдельного заряда,
v_i — скорость движения каждого заряда.

В выражении для плотности электронного тока

$$I_e = \sum_{i=1}^{i=N} ev_i$$

величина отдельных зарядов e одинакова и равна заряду электрона.

Скорости зарядов v_i могут быть различными. Однако, при достаточно большом числе этих зарядов можно оперировать значением средней скорости v_e и тогда величина электронного тока может быть представлена как

$$I_e = Nev_e,$$

где N — число зарядов в кубическом сантиметре.

Для нахождения средней скорости заряда v_e напишем уравнение движения заряда e, находящегося под действием синусоидальной силы

$$m \cdot \frac{dv}{dt} = eE_0 e^{-j\omega t}. \tag{48}$$

Здесь m — масса заряда,
e — его величина,
v — его скорость.

Решением ур-ния (48) является

$$v = \frac{1}{-j\omega} \cdot \frac{e}{m} \cdot E_0 e^{-j\omega t} + c. \tag{49}$$

Постоянная c может быть найдена следующим образом.

После каждого столкновения с другой частицей заряд перестает колебаться и имеет только скорость прямолинейного теплового движения u. Если мы рассматриваем движение заряда в момент времени t, а сама заряженная частица испытала последнее столкновение за θ секунд перед тем, то в момент

времени $t' = t - \theta$ ее скорость была только скоростью теплового движения

$$v_{t-\theta} = \frac{1}{-j\omega} \cdot \frac{e}{m} \cdot E_0 e^{-j\omega(t-\theta)} + c = u$$

и потому

$$v_\theta = \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{e}{m} \cdot E_0 e^{-j\omega t} \cdot (e^{j\omega\theta} - 1) + u. \quad (49a)$$

Здесь индекс θ у скорости показывает, что мы рассматриваем индивидуальную скорость заряженной частицы, просуществовавшей без соударений θ сек.

Для разных заряженных частиц время θ, которое они двигались, не сталкиваясь с другими частицами, различно. Однако, на основании кинетической теории газов можно сказать, что наибольшее число частиц будет двигаться без столкновений некоторое среднее время τ, определяемое из условия

$$\tau = \frac{l}{u},$$

где l является длиной свободного пробега частицы в газе, а u — скоростью ее теплового движения. Необходимо только помнить, что, пользуясь этим выражением, мы считаем увеличение скорости заряженных частиц под действием поля электромагнитных колебаний ничтожно малым по сравнению со скоростью теплового движения. Дальше будет показано, что такое предположение за редкими исключениями вполне допустимо.

Количество заряженных частиц в единице объема, время свободного пролета которых отличается от τ, будет тем меньше, чем сильнее отличается время θ от τ.

В частности, на основании кинетической теории газов можно найти, что количество частиц dN, время свободного полета которых лежит между θ и $\theta + d\theta$, равно

$$dN = N e^{-\frac{\theta}{\tau}} \cdot \frac{d\theta}{\tau}. \quad (50)$$

Это выражение получается следующим путем.

Если N_0 частиц, обладающих каждая средним радиусом r_1, двигаясь параллельным пучком, попадают в среду, содержащую по n частиц в кубическом сантиметре радиусом r_2 каждая, то количество частиц dN, впервые испытывающих столкновения на участке пути длиной dx, отстоящем на расстояние x от исходного положения частиц N_0, будет равно

$$-dN = N_x \pi (r_1 + r_2)^2 n \, dx.$$

Отсюда

$$N_x = N_0 e^{-\frac{x}{l}},$$

где

$$l = \frac{1}{\pi (r_1 + r_2)^2 n}$$

является средней длиной свободного пробега частиц N, поэтому

$$-dN = N_0 e^{-\frac{x}{l}} \cdot \frac{dx}{l}.$$

Все N_0 частиц движутся со средней газо-кинетической тепловой скоростью u. Вследствие этого число частиц, пролетевших путь x без столкновений и испытывающих столкновения на участке между x и $x+dx$, равно числу частиц, пролетевших без столкновения время $\theta = \frac{x}{u}$ и сталкивающихся в промежуток времени $d\theta = \frac{dx}{u}$, лежащий между θ и $\theta + d\theta$. Выражая также среднюю длину пробега частиц l через среднее время движения без столкновений τ и среднюю скорость u, причем

$$l = u\tau,$$

получим

$$dN = Ne^{-\frac{x}{l}} \cdot \frac{dx}{l} = Ne^{-\frac{\theta}{\tau}} \cdot \frac{d\theta}{\tau},$$

что и является ф-лой (50).

Принципиально возможны самые разнообразные значения времени θ, в течение которого частицы движутся без столкновений. Поэтому средняя скорость v_e найдется, как

$$v_e = \frac{1}{N} \cdot \int\limits_{\theta=0}^{\theta=\infty} v_\theta dN. \tag{51}$$

Подставляя в это выражение значение v_θ из ур-ния (49) и значение dN из ур-ния (50), получим

$$v_e = E_0 e^{-j\omega t} \cdot \frac{1}{j\omega\tau} \cdot \frac{e}{m} \cdot \int\limits_{\theta=0}^{\theta=\infty} \left(e^{-\theta\left(\frac{1}{\tau} - j\omega\right)} - e^{-\frac{\theta}{\tau}}\right) d\theta +$$

$$+ \frac{u}{\tau} \cdot \int\limits_{\theta=0}^{\theta=\infty} e^{-\frac{\theta}{\tau}} d\theta. \tag{51a}$$

Ввиду того, что при наличии большого числа частиц положительные и отрицательные равновеликие значения u равновероятны, среднее значение второго слагаемого правой части равенства (51a) равно нулю.

Интегрирование ур-ния (51a) дает

$$\int\limits_{\theta=0}^{\theta=\infty} e^{-\frac{\theta}{\tau}} d\theta = \tau; \quad \int\limits_{\theta=0}^{\theta=\infty} e^{-\theta\left(\frac{1}{\tau} - j\omega\right)} d\theta = \frac{1}{\frac{1}{\tau} - j\omega},$$

поэтому

$$\int\limits_{\theta=0}^{\theta=\infty} \left(e^{-\theta\left(\frac{1}{\tau} - j\omega\right)} - e^{-\frac{\theta}{\tau}}\right) d = \frac{j\omega\tau}{\frac{1}{\tau} - j\omega} = j\,\omega\tau \cdot \frac{\frac{1}{\tau} + j\omega}{\left(\frac{1}{\tau}\right)^2 + \omega^2}$$

и, наконец,

$$v_e = \frac{e}{m} \cdot \frac{\frac{1}{\tau} + j\omega}{\left(\frac{1}{\tau}\right)^2 + \omega^2} \cdot E_0 e^{-j\omega t}.$$

Вводя вместо среднего времени между двумя столкновениями частицы τ обратную величину $\nu = \frac{1}{\tau}$, т. е. среднюю частоту столкновений, получаем

$$v_e = \frac{e}{m} \cdot \frac{\nu + j\omega}{\omega^2 + \nu^2} \cdot E_0 e^{-j\omega t}. \quad (51б)$$

Полный ток в разреженном газе, содержащем свободные разряды, может быть изображен теперь, как

$$I = I_1 + I_e = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{dE}{dt} + N_e e v_e =$$

$$= -j\frac{\omega}{4\pi} \cdot E_0 e^{-j\omega t} + N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu + j\omega}{\omega^2 + \nu^2} \cdot E_0 e^{-j\omega t}. \quad (52)$$

Заменяя в этом выражении

$$-j\omega E_0 e^{-j\omega t} = \frac{dE}{dt} \quad \text{и} \quad E_0 e^{-j\omega t} = E,$$

имеем

$$I = I_1 + I_e = \frac{1}{4\pi}\left(1 - 4\pi N \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}\right) \cdot \frac{dE}{dt} + N\frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2} \cdot E. \quad (52а)$$

Сравнивая выражение (52б) с (47), видим, что диэлектрическая проницаемость ε исследуемой нами среды равна

$$\varepsilon = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (53)^{1)}$$

а проводимость

$$\sigma = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (54)^{1)}$$

---

1) Справедливость ф-л (53) и (54) была одно время поставлена под сомнение Хартри [27], который считал, что с учетом действия на каждый заряд не только поля, создаваемого первичным источником колебаний, но также полей всех окружающих зарядов, эти формулы должны иметь вид для случая $\omega \gg \nu$.

$$\varepsilon = 1 - 4\pi N e^2 \cdot \frac{1}{m\omega^2 + \frac{1}{3}(4\pi N e^2)} \quad (53а)$$

и

$$\sigma = N e^2 \cdot \frac{\nu}{m\omega^2 + \frac{1}{3}(4\pi N e^2)}. \quad (54а)$$

В таком виде формулы для ε и σ использовались в течение ряда лет Эпплтоном [28], Тэйлор [29] и другими. В настоящее время после работы Дарвина [30], показавшего в результате подробного анализа, что поправку Хартри не следует вводить, ф-лы (53) и (54) снова применяются в их первоначальном виде.

что и является решением поставленной нами перед собой задачи.

Ф-лы (53) и (54) показывают, что влияние свободных электронов на распространение радиоволн в ионосфере несравненно больше, чем влияние ионов. Это следует из того, что при одной и той же величине заряда e, равного заряду электрона, ионы обладают массой m_i в тысячи раз большей, нежели масса электрона. Например, масса атома водорода в 1840 раз больше массы электрона, масса атома азота в 50 000 раз больше массы электрона и т. д.

Для практических подсчетов, полагая, что свободными зарядами в ионосфере являются электроны, следует пользоваться коэфициентами:

$$4\pi \frac{e^2}{m} = 3{,}19 \cdot 10^9 \text{ CGSE}; \frac{e^2}{m} = 2{,}54 \cdot 10^8 \text{ CGSE} = 2{,}83 \cdot 10^{-13} \text{ CGSM}.$$

Экспериментальные данные, которые будут приведены дальше, показывают, что главное влияние на распространение радиоволн в ионосфере оказывают электроны, а не ионы, причем максимальное значение электронной концентрации достигает в дневные часы значений

$$N_{max} = 10^6 - 4 \cdot 10^6 \ \textit{эл/см}^3.$$

Значения числа столкновений ν, входящих в ф-лы (53) и (54), были приведены раньше на стр. 50.

В заключение рассмотрим вопрос о соотношении между величинами скорости теплового движения электрона и той скорости, которую он приобретает под действием поля радиосигналов, и посмотрим, насколько допустимо пренебрегать последней скоростью рядом со скоростью теплового движения, как мы это делали на стр. 59.

Скорость теплового движения электронов u_e выражается формулой

$$u_e = 5{,}94 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{K} \ \textit{см/сек}, \quad (55)$$

где K — энергия в вольт-электронах.

Энергия электронов может быть выше той, которая соответствует температуре данной среды, т. е. скорости теплового движения в ней молекул и атомов. Поэтому для вычисления скорости u_e необходимо задаться величиной энергии, которой обладает электрон.

Полагая, например, энергию электрона равной $K = 0{,}025$ вольт-электрона, что соответствует температуре порядка $T = 300°$ K, найдем скорость электрона

$$u_e = 9{,}4 \cdot 10^6 \ \textit{см/сек}.$$

Если же $K = 0{,}1$ *в-эл*, что соответствует температуре порядка $T = 1150°$ K, то скорость электрона равна

$$u_e = 1{,}87 \cdot 10^7 \ \textit{см/сек}.$$

Что касается скорости электронов, приобретаемой ими под действием поля радиоволн, то она может быть найдена по ф-ле (49). Из этой формулы видно, что амплитуда скорости колебательного движения электронов равна

$$v_0 = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot E_0, \quad (49б)$$

а амплитуда его колебательного движения

$$l_0 = \int v\,dt = \frac{e}{m} \; \frac{1}{\omega^2} \cdot E_0 . \quad (56)$$

Для электрона отношение заряда к массе равно

$$\frac{e}{m} = 5{,}3 \cdot 10^{17} \text{ CGSE}.$$

Максимальные значения напряженности поля, создаваемые в ионосфере радиосигналами, не могут превосходить

$$E_0 \approx 0{,}1 \ \textit{в/м} = 3{,}33 \cdot 10^{-6} \text{ CGSE}/\textit{см}.$$

Тогда даже при сравнительно низкой частоте

$$\omega = 10^6 (\lambda = 1885 \ \textit{м})$$

амплитуда скорости колебательного движения электрона равна

$$v_0 = \frac{5{,}3 \cdot 10^{17} \cdot 3{,}33}{10^6 \cdot 10^6} = 1{,}77 \cdot 10^6 \ \textit{см/сек}.$$

Амплитуда колебаний электрона в тех же условиях

$$l_0 = \frac{v_0}{\omega} = 1{,}77 \ \textit{см}.$$

Сравнивая величины v_0 и l_0 с теми значениями скорости теплового движения электронов u и длиной их свободного пробега $l_e = \frac{u_e}{\nu}$, мы видим, что даже при столь малом значении энергии электрона, как $K = 0{,}025$ *в-эл* ($T = 300^\circ k$), величина $u_e = 9{,}4 \cdot 10^6$ *см/сек*, примерно, в 5 раз больше v_0, а величина l_e может иметь одинаковый порядок с l_0 только на высотах, лежащих ниже 100 *км*. Для более высоких частот, нежели $\omega = 10^6$, разница между v_0, l_0 и u_e, l_e быстро растет. Поэтому сделанное раньше при выводе ф-л (53) и (54) предположение о том, что число столкновений ν есть величина постоянная, не зависящая от напряженности поля и частоты, вполне законно.

Для ионов, обладающих массами во много раз большими, нежели электроны $\left(\frac{m_i}{m_e} = 1840 \text{ для водорода}, \frac{m_i}{m_e} = 5 \cdot 10^4 \text{ для азота и т. д.}\right)$, разница между v_0, l_0 и u_i, l_i еще более значи-

тельна, чем для электронов, и потому для них допущения, сделанные при выводе ф-л (53) и (54), законны еще в большей мере, чем для электронов.

В тех случаях, когда при достаточно малых значениях круговой частоты ω и больших значениях напряженности поля число столкновений ν начинает зависеть от этих величин, мы встречаемся с так называемым „Люксембургским эффектом" [31] или „Горьковским эффектом". Сущность его заключается в том, что раз частота столкновений ν в некоторой области ионосферы, лежащей вблизи от какого-либо мощного источника радиоволн, зависит от величины создаваемой им напряженности поля, то проводимость σ и в меньшей степени диэлектрическая проницаемость ε для всякой другой волны, проходящей через ту же область ионосферы, также начинает зависеть от этой напряженности поля E. Если мощный источник радиоволн излучает модулированные колебания, то с той же частотой модуляции будет изменяться и число столкновений вблизи от этого источника. Вся среда окажется, таким образом, „замодулированной", и радиоволны другой частоты, идущие от других источников, проходя через эту среду, будут также модулироваться этой посторонней для них модуляцией. Практически это приводит к тому, что радиоволны, проходящие через область ионосферы, находящуюся вблизи от какой-либо весьма мощной станции, оказываются модулированными сразу двумя передачами: своей собственной передачей и передачей этой посторонней для них мощной радиостанции. Такое явление носит название „Люксембургского" или „Горьковского" эффекта по имени пунктов, где оно впервые было обнаружено.

„Люксембург-Горьковский" эффект обнаруживается почти исключительно в области радиовещательных волн. Это обусловлено тем, что только в радиовещательном диапазоне скорость теплового движения электронов и скорость их движения под действием поля радиоволн становятся одного порядка.

Пусть электрон имеет скорость теплового движения

$$u_e = 5{,}94 \cdot 10^7 \sqrt{K} \qquad (55)$$

и приобретает под действием поля приходящих волн дополнительную среднюю скорость

$$v = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{w} \cdot E_0 .$$

Тогда полная скорость электрона равна

$$u = \sqrt{u_e^2 + v^2}$$

или если считать, что $u_e^2 \gg v^2$

$$u = u_e\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{v}{u_e}\right)^2\right].$$

Частота столкновений ν равна, как известно, скорости u, деленной на длину свободного пробега l_e, т. е. пропорциональна u, поэтому частоту столкновений выражаем, как

$$\nu = \nu_0 \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{v}{u_e} \right)^2 \right].$$

Этой величине пропорциональна проводимость среды σ [см. ф-лу (54)].

Предположим, что модуляция всякой волны, проходящей через данную область, наступает тогда, когда число столкновений изменяется под влиянием сигналов мощного передатчика на $1^0/_0$, т. е.

$$\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{v}{u_e} \right)^2 = 10^{-2}$$

или

$$\frac{v}{u_e} = 0{,}141 .$$

Полагая, как и раньше, $K = 0{,}025$ *в-эл*, т. е. $u_e = 9{,}4 \cdot 10^6$ *см/сек* (см. стр. 63), подставляя значение $\frac{e}{m} = 5{,}3 \cdot 10^{17}$ и выражая E_0 в *в/м*, найдем

$$\frac{E_0}{\omega} = 7{,}55 \cdot 10^{-7} .$$

Это значит, что в принятых нами условиях „Люксембург-Горьковский эффект" начнет появляться в виде модуляции посторонних радиостанций при частоте мощного передатчика $f = 2 \cdot 10^5$ *гц*, т. е. на волне порядка 1500 *м* и длиннее, если напряженность поля, создаваемая им в ионосфере, $E_0 \geqq 0{,}1$ *в/м*. При частоте $f = 2 \cdot 10^6$, т. е. на $\lambda = 150$ *м*, он начнет сказываться только тогда, когда $E \geqq 1$ *в/м* и т. д.

Этот пример подтверждает высказанное выше положение, что „модулирующее" действие мощного передатчика сказывается на передачах других станций, проходящих через ту же область ионосферы тем сильнее, чем длиннее волна этого мощного передатчика и чем мощнее он сам.

Значения частоты столкновений, приведенные на стр. 50, показывают, что только на небольших высотах и для сравнительно длинных волн величины ν и ω имеют одинаковый порядок. В подавляющем же большинстве случаев $\omega \gg \nu$, и потому ф-лы (53) и (54) могут быть упрощены:

$$\varepsilon = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2} \text{ (при } \omega \gg \nu), \tag{53б}$$

$$\sigma = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{\omega^2} \text{ (при } \omega \gg \nu). \tag{54б}$$

В тех случаях, когда, наоборот, $\omega \ll \nu$, т. е. в нижней части ионосферы и на длинных волнах, выражения диэлектрической проницаемости и проводимости приобретают вид:

$$\varepsilon = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\nu^2} \text{ (при } \omega \ll \nu), \quad (51в)$$

$$\sigma = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\nu} \text{ (при } \omega \ll \nu). \quad (52в)$$

Это значит, что в области малых высот и низких частот ε и σ зависят только от электронной концентрации N_e и от

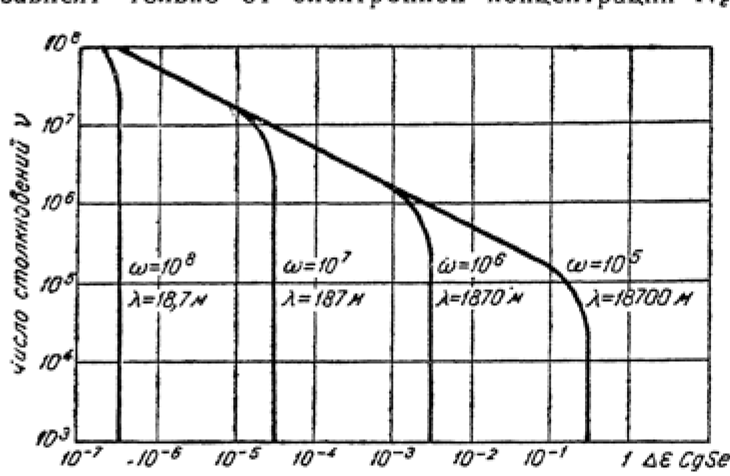


Рис. 8. Изменение диэлектрической проницаемости ионизированного газа $\Delta\varepsilon = 1 - \varepsilon$ в зависимости от числа столкновений ν и частоты ω при электронной концентрации $N_e = 1$ *эл/см*^{3}.

числа столкновений ν и не зависят от частоты самих радиоволн ω.

Для того, чтобы дать представление об изменении диэлектрической проницаемости и о величине проводимости на разных частотах и при разном числе столкновений ν, на рис. 8 и 9 приведены графики этих величин. Графики вычислены по ф-лам (53) и (54) в том предположении, что в каждом кубическом сантиметре находится только один электрон; поэтому при ином количестве электронов значения $\Delta\varepsilon$ и σ должны быть соответственно увеличены. Например, для $\omega = 10^7$ диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 1 - \Delta\varepsilon$ и проводимость σ равны:

при $N_e = 10^2$ и $\nu = 10^5$, $\varepsilon = 1 - 3{,}2 \cdot 10^{-3}$; $\sigma = 26$ CGSE;

при $N_e = 10^3$ и $\nu = 10^5$, $\varepsilon = 1 - 0{,}032$; $\sigma = 260$ CGSE и т. д.

Мы еще вернемся к рис. 8 и 9 при рассмотрении траекторий радиоволн в ионосфере.

Выражения (53) (53б) для ε — диэлектрической проницаемости разреженного ионизированного газа — показывают, что такая среда обладает диэлектрической проницаемостью меньшей единицы. В некоторых областях ионосферы количество электронов в кубическом сантиметре достигает значений $N_e = 10^6 - 4 \cdot 10^6$, и потому для ряда частот, применяемых в радиотехнике, диэлектрическая проницаемость ε, вычисленная по

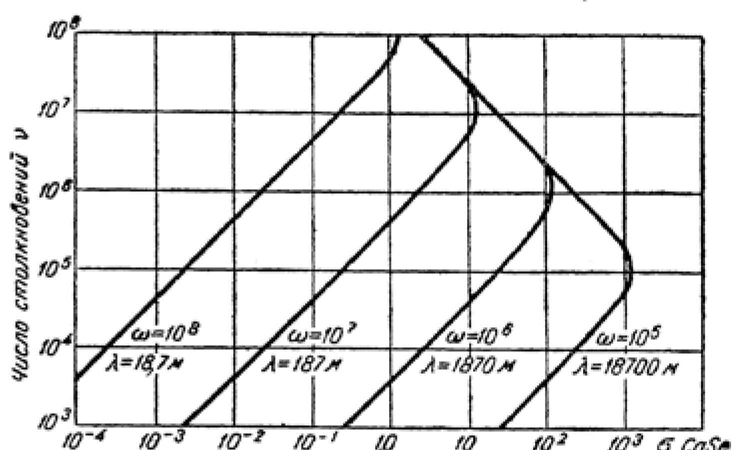


Рис. 9. Проводимость ионизированного газа σ CGSE в зависимости от числа столкновений ν и частоты ω при электронной концентрации $N_e = 1$ эл/см³.

ф-лам (53) — (53в), оказывается равной нулю и даже отрицательной.

Например, считая $N_e = 10^6$, ε отрицательна для всех частот ниже

$$\omega = \sqrt{4\pi N_e \cdot \frac{e^2}{m}} = \sqrt{3{,}19 \cdot 10^9 \cdot 10^6} = 5{,}65 \cdot 10^7 \, (\lambda = 33{,}3 \text{ м}).$$

Диэлектрическая проницаемость меньшая единицы, которой обладают разреженные ионизированные газы, может быть истолкована следующим образом.

Представим себе конденсатор с плоско-параллельными пластинами, имеющими поверхность S и находящимися на расстоянии d одна от другой. Если диэлектриком между пластинами является воздух, то емкость такого конденсатора равна, как известно, $C = \frac{S}{4\pi d}$.

Если вместо воздуха между пластинами того же конденсатора окажется диэлектрик, обладающий диэлектрической проницаемостью ε, то емкость этого конденсатора изменится и станет равной

$$C' = \varepsilon \cdot \frac{S}{4\pi d}.$$

При этом о величине диэлектрической проницаемости ε диэлектрика мы будем судить по изменению емкости, считая

$$\varepsilon = \frac{C'}{C}.$$

Физически изменение емкости конденсатора при заполнении пространства между его пластинами диэлектриком, отличным от воздуха, объясняется тем, что под действием приложенной к обкладкам разности потенциалов этот диэлектрик поляризуется. Находящиеся в нем в связанном состоянии заряды смещаются так, что положительные заряды в среднем приближаются к отрицательно заряженной пластине, а отрицательные заряды — к положительной. Такое смещение зарядов в диэлектрике вызывает в силу электростатической индукции появление дополнительных зарядов на пластинах конденсатора, и он оказывается заряженным бо́льшим количеством электричества при той же разности потенциалов между пластинами, чем это было при воздухе в качестве диэлектрика. (Мы полагаем, что к пластинам конденсатора приложена постоянная разность потенциалов.) Таким образом, обязательным условием увеличения емкости конденсатора является приближение к соответственным пластинам связанных зарядов в диэлектрике, противоположных по знаку зарядам на самих пластинах. Если теперь предположить, что между пластинами того же конденсатора находится разреженный ионизированный газ, причем находящиеся в нем заряды не могут нейтрализоваться на пластинах или ударяться об них при колебаниях, то картина изменится.

Пусть к пластинам конденсатора приложена переменная разность потенциалов $u = U_0 \sin \omega t$ Тогда скорость колебательного движения зарядов в ионизированном газе окажется сдвинутой по фазе на $\frac{\pi}{2}$ относительно приложенной разности потенциалов, т. е.

$$v = -v_0 \cos \omega t,$$

а пройденный зарядами путь будет сдвинут по фазе на $\frac{\pi}{2}$ относительно скорости

$$l = \int v\, dt = -l_0 \sin \omega t.$$

Оба сдвига фаз на $\frac{\pi}{2}$ обусловливаются инерцией заряда при движении, т. е. наличием у него массы m. В результате оказывается, что заряды в ионизированном газе между пластинами смещаются против поля, так как $u = U_0 \sin \omega t$ и $l = -l_0 \sin \omega t$ имеют противоположные фазы. Вследствие этого к каждой обкладке конденсатора приближаются заряды, имеющие тот же знак, что и сама обкладка в данный момент. Это вызывает уменьшение заряда пластины. Конденсатор оказывается заря-

женным меньшим количеством электричества при той же разности потенциалов между его обкладками, чем это было тогда, когда диэлектриком являлся воздух. Емкость конденсатора C' становится меньше.

А так как мы судим о диэлектрической проницаемости диэлектрика, находящегося между обкладками конденсатора, сравнивая величину емкостей C' и C, то оказывается, что

$$\varepsilon = \frac{C'}{C} < 1.$$

ГЛАВА VI

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНИЗИРОВАННОЙ СРЕДЕ

То обстоятельство, что диэлектрическая проницаемость разреженного ионизированного газа меньше единицы, создает своеобразные условия распространения радиоволн в этой среде.

Если какая-либо среда обладает диэлектрической проницаемостью ε и проводимостью σ, то распространение в такой среде плоской волны с частотой ω выражается уравнением

$$A_r = A_0 \, e^{-j\omega\left(t - \frac{r\sqrt{\varepsilon'}}{c}\right)}, \tag{57}$$

где A_r — величина электрической или магнитной силы в точке r в момент времени t,

A_0 — амплитуда тех же сил в точке $r = 0$,

ε' — так называемая комплексная диэлектрическая проницаемость, равная

$$\varepsilon' = \varepsilon + j4\pi \cdot \frac{\sigma}{\omega}, \tag{58}$$

c — скорость света.

Обозначая сокращенно

$$\sqrt{\varepsilon'} = \sqrt{\varepsilon + j4\pi \cdot \frac{\sigma}{\omega}} = n + jm, \tag{59}$$

где n носит название коэфициента преломления, и, подставляя ур-ние (59) в (57), получаем

$$A_r = A_0 \, e^{-j\omega\left[t - \frac{r}{c}(n + jm)\right]} = A_0 \, e^{-\frac{\omega}{c} \cdot m} \cdot e^{-j\omega\left(t - \frac{rn}{c}\right)}. \tag{57a}$$

Вводя обозначение

$$\frac{\omega}{c} \cdot m = \delta,$$

приходим к следующему выражению

$$A_r = A_0 e^{-\delta r} \sin \omega \left(t - r \cdot \frac{n}{c}\right). \tag{57б}$$

Здесь множитель $e^{-\delta r}$ характеризует уменьшение амплитуды колебаний вследствие их поглощения в среде при распространении на расстояние r вглубь этой среды, а величина $\frac{c}{n} = v$ является скоростью их распространения.

Не рассматривая пока более подробно значения и роли коэфициента поглощения δ, остановимся на величине коэфициента преломления n и связанной с ним скорости распространения

$$v = \frac{c}{n}. \tag{60}$$

Решение ур-ния (59) приводит к значению

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \left(4\pi\frac{\sigma}{\omega}\right)^2}}. \tag{61}$$

Из выражения (61) видно, что коэфициент преломления n является всегда положительной величиной, даже тогда, когда ε обращается в нуль или становится отрицательной.

По абсолютной величине коэфициент преломления n может быть значительно меньше единицы. В этом можно убедиться путем следующего примерного подсчета. Вычисляя величину диэлектрической проницаемости, мы нашли на стр. 67, что при $N_e = 10^6$

$$\varepsilon < 0 \text{ при } \lambda > 33{,}3 \text{ м},$$

$$1 > \varepsilon > 0 \text{ при } \lambda < 33{,}3 \text{ м}.$$

Рассмотрим частный случай $\lambda = 33{,}3$ *м* при $N_e = 10^6$ *эл/см*^{3}. В этом случае $\varepsilon = 0$, а величина выражения $4\pi\frac{\sigma}{\omega}$ весьма незначительна.

Полагая $\nu = 10^5$, находим по ф-ле (54б)

$$\sigma = 2{,}54 \cdot 10^8 \cdot \frac{10^5 \cdot 10^6}{3{,}19 \cdot 10^{15}} = 8 \cdot 10^3 \text{CGSE}$$

и отсюда

$$4\pi\frac{\sigma}{\omega} = 1{,}8 \cdot 10^{-3},$$

поэтому для $\lambda = 33{,}3$ *м* при $\varepsilon = 0$

$$n = \sqrt{9 \cdot 10^{-4}} = 3 \cdot 10^{-2}.$$

При других частотах величина n изменится, но во всех случаях, когда $1 > \varepsilon > 0$ останется меньшей единицы.

Вместе с тем из (60) следует, что скорость распространения равна

$$v=\frac{c}{n}>c.$$

Мы приходим, таким образом, к парадоксальному выводу, что при $n<1$ скорость распространения электромагнитного возмущения может оказаться больше c — скорости света в свободном пространстве.

Однако, парадоксальность этого вывода только кажущаяся. Величина v еще не характеризует скорости движения энергии в среде. Она характеризует только распределение фаз колебаний в пространстве.

Например, если при $n=0{,}03$ и $v=33\,c$, мы нашли по ф-ле (57б) в некоторой точке r в данный момент времени мгновенное значение силы, равное

$$A_r=A_0\,\mathrm{e}^{-\delta r},$$

то ближайшая точка $r+\Delta r$ вдоль направления движения колебаний, где, пренебрегая поглощением, значение силы $A_{r+\Delta r}$ в тот же момент времени также равно A_r, т. е. $A_{r+\Delta r}=A_r$ должна находиться от точки r на расстоянии Δr, определяемом из условий:

$$\omega\left(t-r\cdot\frac{n}{c}\right)=\left(2p+\frac{1}{2}\right)\cdot\pi,$$

$$\omega\left[t-(r+\Delta r)\cdot\frac{n}{c}\right]=\left[2(p+1)+\frac{1}{2}\right]\cdot\pi,$$

где p — произвольное целое число.

Решение этих уравнений дает

$$\Delta r=\frac{\lambda_0}{n}=33\,\lambda_0,$$

где λ_0 — значение длины волны в свободном пространстве.

Таким образом, неравенство $v>c$ обозначает, что в данной среде поверхности равных фаз электромагнитной волны отстоят от друга вдоль по направлению ее движения на расстояние, равное λ' — длине волны в данной среде, причем

$$\lambda'=\frac{\lambda_0}{n}\quad \text{и}\quad \lambda'>\lambda_0.$$

Ни о какой реальной скорости движения энергии здесь речь не идет. Величина v, определяющая распределение фаз колебаний в разных точках вдоль по пути движения волны, носит название „фазовой скорости“. Движение же энергии в среде совершается со скоростью по величине, отличной от v — „фазовой скорости“, и происходит с так называемой „групповой скоростью“. Таким образом, ионизированная газовая среда обла-

дает двумя различными скоростями, характеризующими процесс распространения в ней электромагнитных колебаний: „фазовой скоростью“ v, определяющей распределение фаз, и „групповой“ скоростью u, определяющей скорость переноса энергии,— скорость распространения сигналов.

Уточним понятие групповой скорости и выведем ее величину.

Если между двумя точками пространства происходит процесс распространения чисто синусоидальных электромагнитных колебаний, причем этот процесс начался весьма давно и происходит непрерывно, то мы не можем установить, с какой скоростью происходит перенос энергии из одной точки в другую. Для того, чтобы выяснить, с какой скоростью происходит движение энергии, необходимо создать какое-либо изменение амплитуды или фазы колебаний в одной точке и проследить, как скоро это изменение начнет ощущаться во второй точке. Например, скорость распространения энергии можно найти, прервав колебания источника и отметив время, спустя которое колебания прекратятся и в точке приема. Или, наоборот, возбудив колебания источника, отметить время, когда эти колебания достигнут приемника.

Во всех случаях, если расстояние между источником колебаний и точкой приема равно r, а время, спустя которое возмущение, созданное у источника, начнет ощущаться в точке приема равно t, скорость движения энергии — „групповая скорость“ равна

$$u = \frac{r}{t}.$$

Характерной чертой определения скорости движения энергии является возможность обнаружить ее только тогда, когда колебания перестают быть чисто синусоидальными. И прекращение, и возникновение колебаний, и изменение их амплитуды — все это эквивалентно распространению в пространстве не одной частоты, а ряда различных частот. Таким образом, для нахождения групповой скорости необходимо установить скорость, с которой распространяется некоторая комбинация, образованная рядом колебаний с различными частотами.

Для того, чтобы определить групповую скорость u, мы воспользуемся распространением одной из наиболее простых комбинаций колебаний различных частот, а именно колебаниями, синусоидально модулированными по амплитуде. О величине групповой скорости мы будем судить по тому, с какой скоростью распространяется огибающая этих модулированных колебаний.

Колебания, модулированные по амплитуде

$$A \cdot (1 + m \cos \Omega t) \cdot \sin \omega_0 t,$$

можно представить, как известно, в виде суммы колебаний трех частот

$$A \cdot (1 + m\cos\Omega t) \cdot \sin\omega_0 t = A\sin\omega_0 t +$$
$$+ \frac{Am}{2}\sin(\omega_0 + \Omega)t + \frac{Am}{2}\sin(\omega_0 - \Omega)t,$$

где m — коэфициент модуляции,
ω_0 — несущая частота колебаний,
Ω — частота модуляции.

Если частота модуляции Ω значительно ниже несущей частоты ω_0, то самый процесс модуляции можно упрощенно представить себе таким образом, как будто в момент максимума модуляции у нас имеются три колебания с амплитудами A и $\frac{Am}{2}$ одной и той же частоты, находящиеся в фазе. В этом случае амплитуды всех трех колебаний складываются и результирующее колебание имеет амплитуду

$$A_{max} = A(1 + m).$$

Далее постепенно фазы трех колебаний расходятся так, что колебание $\frac{Am}{2} \cdot \sin(\omega_0 + \Omega)t$ начинает как бы опережать, а колебание $\frac{Am}{2} \cdot \sin(\omega_0 - \Omega)t$ запаздывать по фазе относительно несущей частоты $A\sin\omega_0 t$. Через отрезок времени, определяемый из условия

$$\omega_0 t - \pi = (\omega_0 - \Omega)t, \quad \text{или} \quad \omega_0 t = (\omega_0 + \Omega)t - \pi$$

и равный $t = \frac{T}{2}$, где T — период модулирующей частоты, фазы основного колебания $A\sin\omega_0 t$ и двух других колебаний с амплитудами $\frac{Am}{2}$ расходятся на π, вследствие чего наступает минимум модуляции, равной

$$A_{min} = A(1 - m).$$

Таким образом, для того, чтобы в какой-либо точке пространства в данный момент имел место максимум, необходимо, чтобы колебания несущей и боковых частот обладали таким соотношением фаз, которое позволяло бы рассматривать их в течение некоторого отрезка времени, как колебания одной и той же частоты, совпадающие друг с другом по фазе. Это условие изображается для первого максимума колебаний в виде

$$(\omega_0 + \Omega)t + \varphi_1 = \omega_0 t + \varphi_0 = (\omega_0 - \Omega)t + \varphi_2 \qquad (62)$$

или

$$\omega_1 t + \varphi_1 = \omega_0 t + \varphi_0 = \omega_2 t + \varphi_2,$$

где ω_1, ω_0, ω_2 сокращенно обозначают $(\omega_0 + \Omega)$, ω_0 и $(\omega_0 - \Omega)$, а φ_0, φ_1 и φ_2 — фазы колебаний несущей и боковых частот, взятые по отношению к колебаниям у источника.

Пусть в момент времени $t=0$ фазы φ_0, φ_1 и φ_2 у источника колебаний, который будем считать находящимся в начале координат, были равны нулю. В этот момент источник излучает колебания с максимальной амплитудой A_{max}. Рассмотрим теперь колебания в точке, отстоящей на расстоянии r от источника, и найдем тот минимальный промежуток времени t_0, спустя который в этой точке также установится максимальная амплитуда A'_{max}. Очевидно, что для этого в данной точке должно выполняться условие (62). Скорость, с которой максимальная амплитуда A_{max} пройдет расстояние r, и будет являться групповой скоростью u. Эта скорость определится, как

$$u=\frac{r}{t_0}.$$

Фаза колебаний в точке, находящейся на расстоянии r от источника, определяется, как уже говорилось, фазовой скоростью v. Если колебания несущей и боковых частот обладают различными фазовыми скоростями v_0, v_1 и v_2, то значения этих колебаний в точке r будут

$$A\sin\left[\omega_0\left(t-\frac{r}{v_0}\right)\right];\quad \frac{Am}{2}\cdot\sin\left[\omega_1\left(t-\frac{r}{v_1}\right)\right]$$

и

$$\frac{Am}{2}\cdot\sin\left[\omega_2\left(t-\frac{r}{v_2}\right)\right].$$

Вследствие этого время, спустя которое амплитуды всех трех колебаний начнут складываться и, таким образом, максимум модуляции переместится в точку r от источника, где он находился в момент $t'=0$, найдется из условия

$$\omega_0\left(t_0-\frac{r}{v_0}\right)=\omega_1\left(t_0-\frac{r}{v_1}\right)=\omega_2\left(t_0-\frac{r}{v_2}\right). \tag{62a}$$

Если фазовые скорости всех трех колебаний одинаковы, как это имеет место в большинстве сред

$$v_0=v_1=v_2,$$

то время перемещения максимума модуляции находится из единственно возможного условия

$$t_0-\frac{r}{v}=0,$$

откуда следует, что

$$u=\frac{r}{t_0}=v,$$

т. е. в таких средах, лишенных дисперсии, где фазовые скорости колебаний различных частот одинаковы, групповая и фазовая скорости равны друг другу

$$u=v.$$

В случае ионизированной среды фазовые скорости различных частот неодинаковы. Поэтому время t_0 из (62a) оказывается равным

$$t_0 = r \cdot \frac{\frac{\omega_1}{v_1} - \frac{\omega_0}{v_0}}{\omega_1 - \omega_0} = r \cdot \frac{\frac{\omega_0}{v_0} - \frac{\omega_2}{v_2}}{\omega_0 - \omega_2},$$

а групповая скорость

$$u = \frac{r}{t_0} = \frac{\omega_1 - \omega_0}{\frac{\omega_1}{v_1} - \frac{\omega_1}{v_0}} = \frac{\omega_0 - \omega_2}{\frac{\omega_1}{v_0} - \frac{\omega_2}{v_2}}.$$

Заменим фазовые скорости через их значения

$$v_0 = \frac{c}{n_0}; \quad v_1 = \frac{c}{n_1}; \quad v_2 = \frac{c}{n_2},$$

где n_0, n_1 и n_2—соответственно коэфициенты преломления среды для трех различных частот ω_0, ω_1 и ω_2.

Тогда

$$u = c \cdot \frac{\omega_1 - \omega_0}{\omega_1 n_1 - \omega_0 n_0} = c \cdot \frac{\omega_0 - \omega_2}{\omega_0 n_0 - \omega_2 n_2}. \qquad (63)$$

Выражение (63) является средней групповой скоростью, взятой в интервале частот $\omega_0 \pm \Omega$.

Будем теперь постепенно приближать частоты ω_1 и ω_2 к частоте ω_0.

В пределе

$$u = c \cdot \frac{d\omega_0}{d(\omega_0 n_0)} = c \cdot \frac{1}{n_0 + \omega_0 \frac{dn_0}{d\omega}}. \qquad (63a)$$

Выражение (63а) является групповой скоростью для данной частоты ω_0 в любой среде.

В общем случае

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \left(4\pi \frac{\sigma}{\omega}\right)^2}}.$$

В частном же случае ионизированного газа сюда должны быть подставлены значения (53) и (54)

$$\varepsilon = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}; \quad \sigma = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{\omega^2 + \nu^2}.$$

Обычно проводимость σ ионизированного газа незначительна. Кроме того, для большинства частот справедливо условие $\omega \gg \nu$.

Поэтому в большинстве случаев, встречающихся в действительности, можно считать

$$n \approx \sqrt{1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2}}$$

и

$$\frac{dn}{d\omega}=\frac{4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega^3}}{\sqrt{1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega^2}}}=\frac{4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega^3}}{n}.$$

Подставляя вместо n^2 его значение, находим

$$n^2+4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega^2}=1$$

и

$$u=cn. \tag{63в}$$

Выражение (63в) показывает, что хотя при $n<1$ фазовая скорость v больше скорости света, так как

$$v=\frac{c}{n}, \tag{60}$$

но скорость распространения энергии — групповая скорость — меньше скорости света, причем

$$uv=c^2. \tag{63г}$$

Например, рассматривая случай распространения волны $\lambda=18,8$ *м* ($\omega=10^8$) в среде, где $N=10^6$, а $\nu=10^5$, мы имеем

$$n\approx\sqrt{\varepsilon}=\sqrt{1-3,2\cdot10^9\cdot10^6\cdot10^{-16}}=0,825.$$

Поэтому фазовая скорость

$$v=\frac{c}{n}=3,64\cdot10^{10}\ \text{см/сек}.$$

Это значит, что длина волны в данной среде будет не

$$\lambda=18,8\ \text{м},\ \text{а}\ \lambda'=\frac{\lambda}{n}=22,8\ \text{м},$$

но скорость движения энергии все же окажется меньшей скорости света и будет равной

$$u=cn=2,475\cdot10^{10}\ \text{см/сек}.$$

Пользуясь выражениями (63в) и (63г), следует только помнить, что они справедливы не для всякой среды, а являются частным случаем связи между u и v в ионизированной газовой среде. Могут быть среды, где связь между этими величинами будет иной и выражения (63в) и (63г) окажутся несправедливыми.

ГЛАВА VII

ТРАЕКТОРИЯ РАДИОВОЛН И ИХ ПОГЛОЩЕНИЕ В ИОНОСФЕРЕ

В первом приближении ионосферу можно рассматривать как среду, в которой поверхности равной электронной плотности N_e представляют собой сферы, имеющие центром — центр земли. На тех же сферических поверхностях находятся равные значения ε и σ для данной частоты. По мере движения вверх от поверхности земли электронная концентрация N_e сначала возрастает, а затем после одного или нескольких максимумов постепенно уменьшается, поэтому зависимость диэлектрической

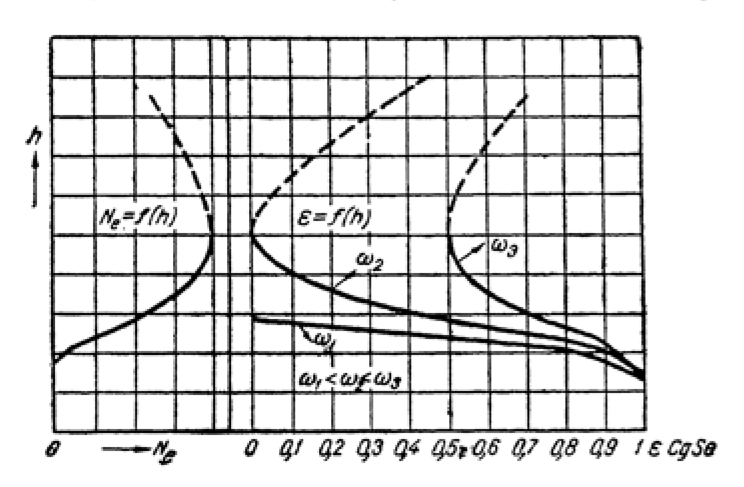


Рис. 10. Пример изменений диэлектрической проницаемости ε в зависимости от высоты на разных частотах при заданном распределении электронной концентрации.

проницаемости ε от высоты будет иметь для разных частот вид, изображенный на рис. 10.

Мы видим, что по мере удаления от поверхности земли диэлектрическая проницаемость ε уменьшается, причем это уменьшение тем больше, чем ниже частота. Рассмотрим, каковы особенности распространения радиоволн в среде, обладающей таким распределением значений ε. Мы ограничимся случаем, когда изменение диэлектрической проницаемости происходит при подъеме вверх настолько медленно, что ее можно считать на протяжении длины волны примерно постоянной. Если бы диэлектрическая проницаемость изменялась резко при подъеме вверх, например скачками, то в области этих резких изменений происходило бы частичное отражение радиоволн. При плавном же изменении ε с высотой может происходить лишь искривление траектории радиоволн без заметного их отражения в пути.

Пусть рис. 11 изображает некоторый участок ионосферы, в котором диэлектрическая проницаемость изменяется скачками и области равных значений ее являются сферами M_1N_1, M_2N_2, M_3N_3 и т. д., имеющими центром центр земного шара O и отстоящими друг от друга на равное расстояние Δh.

Если электромагнитная волна, двигаясь по направлению, указанному стрелкой, в точке a пересечет границу раздела M_1N_1,



Рис. 11.

имея угол падения φ_1, то на основании закона преломления в этой точке должно выполняться условие

$$\frac{\sin\varphi_1}{\sin\psi_2} = \frac{n_2}{n_1} \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}. \tag{64}$$

Выразим угол ψ_2 через угол φ_2, являющийся углом падения волны в точке b на границу раздела M_2N_2. Из свойств треугольника Oab следует, что

$$\frac{r}{r+\Delta h} = \frac{\sin\varphi_2}{\sin(\pi-\psi_2)}, \text{ или } \sin\psi_2 = \frac{r+\Delta h}{r}\cdot\sin\varphi_2.$$

Подставляя это значение в ур-ние (64), получим

$$\frac{\sin\varphi_1}{\sin\psi_2} = \frac{\sin\varphi_1}{\sin\varphi_2}\cdot\frac{r}{r+\Delta h} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \tag{64а}$$

или

$$\sin\varphi_1 r\sqrt{\varepsilon_1} = \sin\varphi_2 (r+\Delta h)\sqrt{\varepsilon_2}. \tag{64б}$$

Последнее выражение связывает друг с другом три величины, характерные для данного луча в каждой точке пересечения им границы равных значений ε_1, угол падения φ_1, расстояние до центра сферы r и диэлектрическую проницаемость ε в рассматриваемой точке пространства a. Применяя для точек b и c те же рассуждения, которыми мы пользовались, рассматривая условия преломления в точке a, мы найдем, что

$$\sin \varphi_2 (r + \Delta h) \sqrt{\varepsilon_2} = \sin \varphi_3 (r + 2\Delta h) \sqrt{\varepsilon_3} \text{ и т. д.}$$

Вывод равенства (64б) совершенно не зависит от того, как велика разность между двумя соседними значениями диэлектрической проницаемости ε, поэтому равенство (64б) остается справедливым и тогда, когда эта разность стремится к нулю, и мы от скачкообразного изменения ε переходим к плавному.

В этом случае само равенство (64б) превратится в

$$r_1 \sin \varphi_1 \sqrt{\varepsilon_1} = r_2 \sin \varphi_2 \sqrt{\varepsilon_2} = \ldots r_n \sin \varphi_n \sqrt{\varepsilon_n} = \text{const},$$

где $r_1, \quad r_2 \ldots r_n$ — расстояния от центра сферы до любой точки на траектории данного луча,

$\varphi_1, \quad \varphi_2 \ldots \varphi_n$ — углы, образуемые траекторией с радиусами сферы,

$\varepsilon_1, \quad \varepsilon_2 \ldots \varepsilon_n$ — диэлектрические проницаемости в тех же точках.

Таким образом, вдоль траектории каждого луча в ионосфере выполняется условие

$$r_n \sin \varphi_n \sqrt{\varepsilon_n} = \text{const}, \tag{65}$$

которое является уравнением этой траектории.

Величину постоянной в ур-нии (65) найдем следующим образом (рис. 12). Каждое из направлений в вертикальной плоскости, в котором передающая антенна излучает энергию, характеризуется углом φ_0, образуемым этим направлением с нормалью к земной поверхности. У земной поверхности, где $r = R$ — радиусу земли, а $\varepsilon = 1$

$$r_n \sin \varphi_n \sqrt{\varepsilon_n} = R \sin \varphi_0,$$

поэтому для всякой другой точки той же траектории, находящейся на высоте H_n над землей, будет иметь место равенство

$$R \sin \varphi_0 = (R + H_n) \sin \varphi_n \sqrt{\varepsilon_n}. \tag{65а}$$

По мере удаления от земной поверхности диэлектрическая проницаемость ε уменьшается (рис. 10), поэтому угол φ_n возрастает, и если частота ω не слишком высока, то на некоторой высоте над земной поверхностью H_{max} в точке C равенство (65а) может быть удовлетворено при значении $\varphi_c = \frac{\pi}{2}$, т. е. $\sin \varphi_c = 1$

$$R \sin \varphi_0 = (R + H_{max}) \sqrt{\varepsilon_c}. \tag{65б}$$

Это значит, что в точке C данный луч станет параллельным земной поверхности. Пройдя эту точку, он начнет приближаться к земле, и, наконец, в точке A_1 вновь вернется на землю под тем же углом φ_0 с нормалью, под которым он вышел в точке A. Возвращение луча на землю обусловлено тем, что его положение в точке C неустойчиво. Достаточно малейшей неоднородности в ионосфере, вследствие которой он хотя бы незначительно отклонится от касательного направления вниз, чтобы

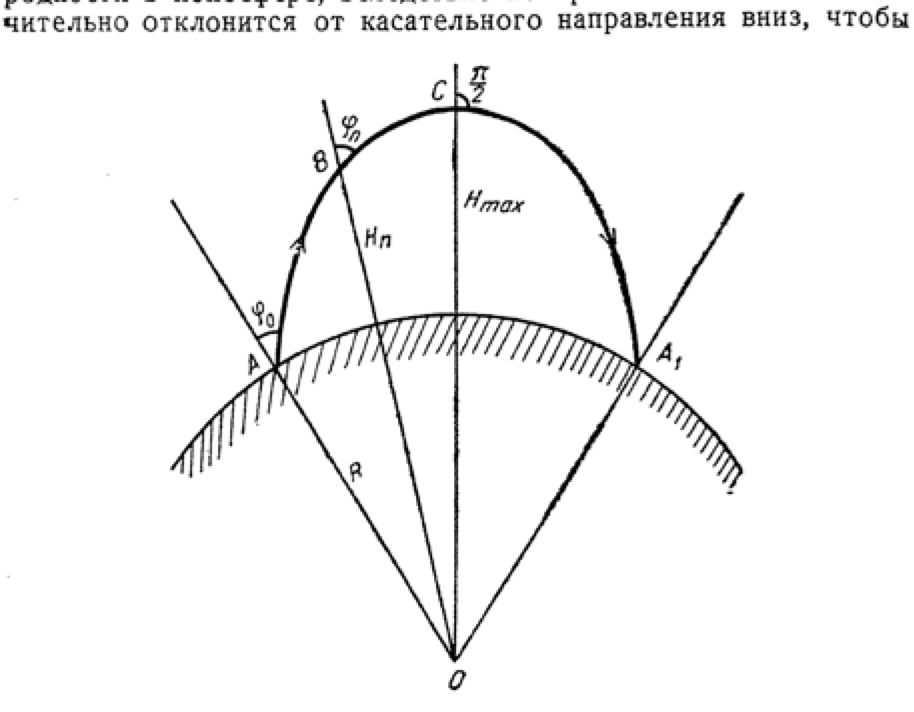


Рис. 12.

дальше он начал все больше и больше приближаться к земле, повторяя на участке CA_1 в обратном порядке путь, проделанный им между A и C. Наоборот, всякое случайное отклонение луча в точке C вверх будет ликвидироваться, и луч будет опять становиться параллельным земле. Справедливость этих заключений может быть легко проверена с помощью простых геометрических построений.

Выражая ε через электронную концентрацию в верхней точке траектории луча N_c и частоту ω и подставляя в ур-ние (65б), получим

$$\sin\varphi_0 = \frac{R + H_{max}}{R} \cdot \sqrt{1 - 4\pi N \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}}. \tag{66}$$

Ф-ла (66) является условием, которое должно быть выполнено для того, чтобы данный луч мог вернуться обратно на землю. При удалении луча от земли сначала возрастает только вели-

чина H, тогда как N остается близким к нулю. Когда луч достигает ионосферы, N начинает быстро возрастать, и потому, несмотря на продолжающееся увеличение высоты H, могут наступить условия, при которых равенство (66) будет удовлетворено.

Чем ниже частота ω, тем меньшая величина N_c потребуется для его удовлетворения, поэтому обратный путь луча начнется на меньшей высоте H_{max}. Наоборот, при повышении частоты ω возможен такой случай, когда при заданном угле φ_0 ни в одной точке ионосферы не найдется достаточного количества электронов N_c, чтобы вернуть луч обратно на землю. В этих условиях равенство (66) не сможет быть выполнено ни в одной точке траектории и данный луч, пройдя сквозь ионосферу, уйдет в мировое пространство.

Для того, чтобы конкретизировать высказанные выше положения, рассмотрим два примера.

Пример 1. Пусть передающая антенна излучает колебания с частотой $f = 6 \cdot 10^6$ *гц*. Проследим путь колебаний, вышедших под углом $\varphi_0 = 45°$ и найдем, какова будет электронная концентрация N_c в наивысшей точке траектории этого луча. Будем считать, что радиус земного шара приближенно равен $R = 6400$ *км*, что верхняя точка траектории C находится на высоте H_{max} порядка 200 *км* над землей (величина H_{max}, как увидим дальше, существенной роли в этом расчете не играет) и что $\omega \gg \nu$.

По выражению (66)

$$\sin\varphi_0 = 0{,}707 = \frac{6600}{6400} \cdot \sqrt{1 - 3{,}2 \cdot 10^9 \frac{N_c}{1{,}42 \cdot 10^{15}}}$$

или

$$N_c = 2{,}34 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^3.$$

Пример 2. Максимальная электронная концентрация, наблюдаемая в данный момент в ионосфере, равна $N_{max} = 10^6$ *эл/см³*. Найти наиболее высокую частоту, которая отражается обратно на землю даже при излучении вертикально вверх.

Для колебаний, излучаемых вертикально вверх, $\varphi_0 = 0$. Поэтому выражение (66) для данного случая превращается в

$$\sin\varphi_0 = \frac{R + H_{max}}{R} \cdot \sqrt{1 - 4\pi N_{max} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2}} = 0$$

или

$$1 - 4\pi N_{max} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2} = 0,$$

откуда

$$\omega_{max} = \sqrt{4\pi N_{max} \cdot \frac{e^2}{m}}.$$

Подставляя цифры нашего примера, найдем, что

$$\omega_{max} = \sqrt{4\pi N_{max} \cdot \frac{e^2}{m}} = \sqrt{3{,}2 \cdot 10^9 \cdot 10^6} = 5{,}66 \cdot 10^7,$$

откуда

$$f_{max} = 9 \cdot 10^6 \text{ гц} \quad \text{и} \quad \lambda_{min} = 33{,}3 \text{ м}.$$

Из последнего примера видно, что необходимым условием обратного отражения на землю волн, излученных вертикально вверх, является наличие такой электронной концентрации N_{max} в ионосфере, которая обращает в нуль диэлектрическую проницаемость для этих волн. Далее, если электронная концентрация в ионосфере достаточна для отражения колебаний, излучаемых вверх, то колебания той же частоты, но излучаемые наклонно, будут безусловно возвращены на землю, так как для этого требуется меньшая электронная концентрация, чем для отражения нормально падающих лучей. Наконец, если колебания какой-либо частоты отражаются от ионосферы при любом угле падения на нее, то колебания более низких частот также будут отражаться при любом угле падения.

Эти положения позволяют сделать на основе кривых, приведенных раньше на рис. 8 и 9, ряд существенных заключений об условиях распространения радиоволн различной длины в ионосфере. Кривые рис. 8 дают разность $(1-\varepsilon)$ для разных частот и разного числа столкновений, рассчитанную на электронную концентрацию в 1 *эл/см*^{3}. Из кривых видно, что для отражения волны 18700 *м* от ионосферы при любом угле падения необходима концентрация N_e не менее 3 *эл/см*^{3}, так как при этом условии $\Delta\varepsilon = 1$ и $\varepsilon = 0$. Однако, концентрация $N_e = 3$ *эл/см*^{3} может вызвать отражение этой волны при любом угле падения только в такой области ионосферы, где число столкновений меньше $3-10^4$. Если число столкновений больше этой цифры, то для отражения волны 18700 *м* требуется большая концентрация. Есть основания считать, что почти в любой точке земной атмосферы, находящейся ниже 800—1000 *км*, электронная концентрация не менее десятков и даже сотен электронов в кубическом сантиметре. Однако, в нижней части атмосферы такая концентрация не может вызвать отражения волны 18700 *м*, так как в этой области число столкновений весьма велико. Отражение начинается в той части атмосферы, где число столкновений падает ниже определенного уровня. Например, если электронная концентрация измеряется величиной $N_e = 1000$ *эл/см*^{3}, то по ф-ле (66) отражение волны 18700 *м* при любом угле падения наступит на такой высоте над землей, где число столкновений $\nu = 1{,}8 \cdot 10^6$ при той же концентрации. Отражение волны 1870 *м* наступит на высоте, где число столкновений $\nu = 1{,}6 \cdot 10^6$.

Для более коротких волн потребуется уже большая электронная концентрация. Например, для отражения волны 187 *м* необходима концентрация не менее $3{,}1 \cdot 10^4$ *эл/см*^{3}.

Эти данные позволяют составить представление о тех высотах, на которых происходит отражение радиоволн различной длины. Как мы видим, отражение волн 18700—1870 *м* должно происходить в той области атмосферы, где число столкновений имеет порядок $1{,}5-2 \cdot 10^6$. Воспользовавшись ф-лой (43) (стр. 50), найдем, что при температуре 0° Ц число столкновений порядка

$\nu = 2 \cdot 10^6$ должно быть на такой высоте, где давление p равно

$$p = \frac{2 \cdot 10^6}{4 \cdot 10^8} = 5 \cdot 10^{-3} \, мм$$

или составляет $6{,}6 \cdot 10^{-6}$ атмосферного.

По ф-ле (5а) (стр. 6) находим, что при постоянном составе атмосферы и температуре $T = 273°$ К давление

$$p = 6{,}6 \cdot 10^{-6} \cdot p_0$$

должно быть на высоте $H_1 = 95{,}5$ *км.*

Тем же путем найдем, что частота столкновений $\nu = 10^6$ в тех же условиях должна быть на высоте $H_2 = 101$ *км.*

Таким образом, высота отражений всех радиоволн от 18 700 до 1870 *м* должна лежать между 95,5 и 101 *км* в интервале всего 5 *км*. Высота отражения более коротких волн обусловливается уже не столько числом столкновений ν, сколько величиной N_e самой электронной концентрации; поэтому более короткие волны, в особенности волна короче 200—100 *м*, могут отражаться на высотах, значительно отличающихся от найденных нами выше.

Высота отражений волн 1870—18 700 *м*, равная 95—100 *км*, не может претендовать на большую достоверность, так как, вычисляя ее, мы задались произвольной концентрацией $N_e = 1000$ *эл/см*^{3} и произвольной температурой $T = 273°$ К. Многие данные говорят в пользу того, что в действительности высота отражения этих волн несколько меньше. Однако, произведенный нами подсчет приводит к весьма важным выводам.

Первый из этих выводов заключается в том, что высота отражения длинных и средних волн определяется, главным образом, числом столкновений, т. е. распределением давления в атмосфере, а высота отражения коротких волн определяется величиной электронной концентрации, т. е. распределением ионизации.

Второй вывод говорит о том, что высота отражения длинных и средних волн должна быть, примерно, одинаковой во всем этом диапазоне.

Наконец, рассматривая рис. 8, мы видим, что изменение $\Delta\varepsilon$ в десять раз от 0,1 до 1 происходит при $N_e = 1000$ *эл/см*^{3} на волнах 1870—18 700 *м* в пределах изменений числа столкновений от $1{,}8 \cdot 10^6$ до $5{,}6 \cdot 10^6$. В переводе на высоты это дает интервал от 87,2 до 96,4 *км*, т. е. величину того же порядка, что и наиболее длинные волны рассматриваемого нами диапазона. Это значит, что для таких волн ионосферу приходится рассматривать как среду с более или менее резко очерченной нижней границей, от которой отражаются эти волны. Для более коротких волн того же диапазона порядка от нескольких сотен до 2000—3000 *м* ионосфера уже не является средой с резко очерченной нижней границей, так как то же изменение

диэлектрической проницаемости происходит здесь на протяжении нескольких длин волны. Эти волны могут проникать в глубь ионосферы, что вызывает их значительное поглощение. Поглощение в ионосфере может быть представлено экспоненциальным законом

$$A_r = A_0 e^{-\delta r}, \qquad (57б)$$ (см. стр. 70)

если коэфициент поглощения δ является постоянной величиной или

$$A_r = A_0 e^{-\int_0^r \delta\, dr},$$

если коэфициент поглощения в различных точках траектории луча имеет разную величину. Сам коэфициент поглощения δ в общем виде выражается через ε, σ и ω следующим образом

$$\delta = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{-\frac{\varepsilon}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \left(4\pi\frac{\sigma}{\omega}\right)^2}}. \qquad (67)$$

В частных случаях, когда $\varepsilon \gg 4\pi\frac{\sigma}{\omega}$ и среда является преимущественно диэлектриком, это выражение упрощается и равно

$$\delta = \frac{2\pi\sigma}{\sqrt{\varepsilon}\, c}. \qquad (67а)$$

Наоборот, когда $\varepsilon \ll 4\pi\frac{\sigma}{\omega}$ и среда является полупроводником

$$\delta = \frac{1}{c} \cdot \sqrt{2\pi\omega\sigma}. \qquad (67б)$$

Воспользовавшись кривыми рис. 9, дающими величину проводимости σ ионизированного газа в зависимости от частоты ω и числа столкновений при электронной концентрации $N_e = 1$ *эл/см*^{3}, мы видим, что в той области ионосферы, где происходит отражение длинных волн 1870—18 700 *м* и число столкновений имеет порядок $1{,}5-2 \cdot 10^6$, проводимость на один электрон равна $\sigma_1 = 100$ CGSE. Если считать, как мы это делали раньше, что электронная концентрация в этой области имеет порядок до $N_e = 1000$ *эл/см*^{3}, то проводимость для всех частот в диапазоне от $\omega = 10^6$ до $\omega = 10^5$ и ниже окажется равной $\sigma = 10^5$ CGSE.

При такой проводимости среда будет являться для наиболее длинных волн полупроводником, а для более коротких волн займет промежуточное положение между проводником и диэлектриком. Поглощение будет возрастать с повышением частоты, так как при одной и той же проводимости поглощение, определяемое выражением (67), тем больше, чем выше частота. Кроме того, как мы уже видели, чем выше частота, тем глубже будут проникать радиоволны в ионосферу и тем больше

будет тот путь, на протяжении которого будет происходить поглощение.

Однако, такой закон возрастания поглощения с частотой справедлив только для достаточно низких частот. Если мы перейдем к частотам $\omega = 10^7$ и выше, то здесь проводимость среды будет определяться не только числом столкновений, как это имело место на более низких частотах, но и самой частотой колебаний, так как для этих волн $\omega \gg \nu$. В таком случае, как это видно из рис. 9, чем выше частота, тем меньше будет проводимость σ, а значит и поглощение δ. Пользуясь выражением (67а) для δ и выражением (54) для σ, найдем, что для весьма высоких частот

$$\delta \approx 2\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{c\omega^2} = 0{,}306 \cdot \frac{N\nu}{\omega^2} \cdot см^{-1}, \tag{67в}$$

т. е. поглощение обратно пропорционально квадрату частоты. Поэтому, несмотря на то, что более короткие волны глубже проникают в ионосферу и встречают там большую электронную концентрацию, поглощение этих волн, начиная с определенной частоты, может быть, и оказывается в действительности тем меньше, чем выше частота. Отсюда можно сделать вывод, что поглощение радиоволн в ионосфере должно иметь максимум где-то посредине между длинными и короткими волнами. Практика показывает, что этот максимум поглощения лежит в дневные часы в диапазоне 100—200 *м*. Ночью, когда поглощение всех волн в ионосфере заметно уменьшается, этот максимум становится значительно менее ярко выраженным.

ГЛАВА VIII

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИОНОСФЕРЫ

Рассматривая влияние свободных зарядов на распространение радиоволн в разреженном газе, вводя понятия диэлектрической проницаемости ε (53) и проводимости σ (54) ионизированной среды и определяя количественно их величину, мы считаем, что заряды движутся прямолинейно вдоль направления электрической силы волны. Такое движение возможно, однако, только в случае отсутствия постоянного магнитного поля. Постоянное магнитное поле изменяет траектории свободных зарядов, делая их криволинейными, закручивающимися вокруг направления магнитных силовых линий. Вследствие этого усложняется характер токов, эквивалентных движущимся зарядам, эти токи оказываются направленными не только вдоль направления элек-

трической силы волны, но и под прямым углом к ней, что, в свою очередь, изменяет условия излучения энергии этими токами. Вторичное излучение энергии колеблющимися зарядами мы описываем, вводя понятия диэлектрической проницаемости и проводимости газовой среды. А так как под влиянием постоянного магнитного поля изменяется характер движения зарядов, то эти параметры ионизированной газовой среды ε и σ при наличии постоянного магнитного поля оказываются иными, чем в его отсутствии [(53) и (54)].

Для того, чтобы выяснить, в чем заключается различие между диэлектрической проницаемостью ε и проводимостью σ при наличии и отсутствии постоянного магнитного поля, необходимо вновь рассмотреть движение свободных зарядов под действием поля приходящей волны, подобно тому, как это было сделано при выводе ф-л (53) и (54), учитывая теперь уже влияние постоянного магнитного поля на характер движения этих зарядов.

Однако, прежде чем решать эту задачу, рассмотрим, каков должен быть характер движения зарядов в ионизированной среде при наличии постоянного магнитного поля даже тогда, когда поле приходящей волны отсутствует, т. е. тогда, когда заряды находятся только в беспорядочном тепловом движении.

Рис. 13.

Направим координатные оси так, чтобы ось x совпадала по направлению с направлением постоянного магнитного поля (рис. 13). Тогда, пользуясь выражением силы F, взаимодействия движущегося заряда e (тока) и постоянного магнитного поля

$$F = Hev,$$

где v — скорость движения заряда перпендикулярно направлению магнитного поля, мы получим следующие три уравнения:

$$\left.\begin{aligned} m\frac{dv_x}{dt} &= 0 \\ m\frac{dv_y}{dt} &= -Hev_z \\ m\frac{dv_z}{dt} &= Hev_y \end{aligned}\right\} \qquad (68)$$

В этих уравнениях m — масса электрона, а знаки выбраны в соответствии с отрицательным знаком заряда электрона.

После разделения переменных последние два ур-ния (68) приводятся к

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2v_y}{dt^2}+h^2v_y=0\\ \frac{d^2v_z}{dt^2}+h^2v_z=0\end{aligned}\right\} \qquad (68a)$$

где

$$h=H\frac{e}{m}.$$

Ур-ния (68) и (68a) имеют решением:

$$\left.\begin{aligned}&v_x=v_0,\\ &v_y=\sqrt{v_{y0}{}^2+v_{z0}{}^2}\cos(ht+\varphi)\\ &v_z=\sqrt{v_{y0}{}^2+v_{z0}{}^2}\sin(ht+\varphi)\end{aligned}\right\} \qquad (69)$$

где v_{x0}, v_{y0} и v_{z0} обозначают составляющие скорости заряда вдоль координатных осей в начальный момент времени ($t=0$), а угол φ определяется из условия

$$\operatorname{ctg}\varphi=\frac{v_{y0}}{v_{z0}}.$$

Продолжая дальше решение ур-ний (68) и находя координаты заряда x, y и z из системы уравнений:

$$\frac{dx}{dt}=v_{x0},$$

$$\frac{dy}{dt}=\sqrt{v_{y0}{}^2+v_{z0}{}^2}\cos(ht+\varphi),$$

$$\frac{dz}{dt}=\sqrt{v_{y0}{}^2+v_{z0}{}^2}\sin(ht+\varphi),$$

мы найдем эти координаты:

$$\left.\begin{aligned}&x=x_0+v_{x0}t,\\ &y=y_0+\frac{\sqrt{v_{y0}{}^2+v_{z0}{}^2}}{h}\sin(ht+\varphi)+\frac{v_{z0}}{h}\\ &z=z_0-\frac{\sqrt{v_{y0}{}^2+v_{z0}{}^2}}{h}\cos(ht+\varphi)-\frac{v_{y0}}{h}\end{aligned}\right\} \qquad (70)$$

Выражения (69) и (70) показывают, что заряд в постоянном магнитном поле сохраняет прямолинейное движение только вдоль направления силовых магнитных линий. Проекция его движения на плоскость, перпендикулярную к направлению постоянного магнитного поля, представляет собой окружность,

по которой заряд движется с угловой скоростью $h = H \cdot \frac{e}{m}$. Радиус окружности определяется начальной скоростью заряда, а направление движения совпадает для электрона с движением часовой стрелки, если смотреть вдоль линий постоянного магнитного поля.

Таким образом, благодаря наличию постоянного магнитного поля ионосфера представляет собой среду, в которой наряду с поступательным движением зарядов вдоль направления силовых магнитных линий происходит их вращательное движение вокруг этих же линий. Заряды движутся по винтовым кривым, имеющим осями силовые линии постоянного магнитного поля.

Частота вращательного движения заряда может быть подсчитана из следующих соображений:

В той области, где расположены наиболее сильно ионизированные слои ионосферы, напряженность магнитного поля земли по всем данным должна иметь порядок $H = 0{,}5$ *гс*. Если считать, что носителями свободных зарядов являются электроны с зарядом $e = 1{,}58 \cdot 10^{-20}$ CGSE и массой $m = 8{,}95 \cdot 10^{-28}$ *г*, то угловая частота вращения должна быть равна

$$h_e = H \cdot \frac{e}{m} = \frac{0{,}5 \cdot 1{,}58 \cdot 10^{-20}}{8{,}95 \cdot 10^{-28}} = 8{,}82 \cdot 10^6,$$

т. е. соответствовать частоте колебаний

$$f_H = 1{,}4 \cdot 10^6 \text{ гц}$$

или волне

$$\lambda_H = 214 \text{ м}.$$

Если же считать, что носителями свободных зарядов являются ионы, обладающие несравненно большей массой, нежели электроны (масса самого легкого атома — атома водорода в 1860 раз больше массы электрона), то угловая частота h_i будет значительно меньшей и выйдет за диапазон радиочастот.

Несмотря на то, что круговые токи, существующие в ионосфере и обязанные своим происхождением зарядам, вращающимся вокруг силовых магнитных линий, все направлены в одну сторону и все имеют одну и ту же частоту, они не создают в окружающей среде дополнительного переменного электромагнитного поля той же частоты. Происходит это потому, что фазы колебаний φ отдельных зарядов совершенно произвольны, и потому в среднем составляющие скоростей v_y и v_z по координатным осям [ф-ла (69)] равны нулю.

Существование в ионосфере вращательного движения зарядов с частотой h_e сильно усложняет анализ процессов, происходящих при распространении в такой среде радиоволн. В самом общем случае, когда направление распространения волны образует произвольный угол с направлением постоянного магнитного поля, анализ этих явлений приводит к чрезвычайно гро-

моздким и мало наглядным формулам. Вместе с тем, как будет показано в дальнейшем, хотя особенности распространения радиоволн в ионосфере, связанные с наличием постоянного магнитного поля земли, играют заметную роль, все же во многих случаях основные практические выводы могут быть получены из более простых зависимостей (53) и (54), не учитывающих влияние постоянного магнитного поля.

Поэтому, во избежание ненужного загромождения изложения, мы рассмотрим здесь лишь наиболее характерные частные случаи распространения радиоволн в ионосфере с учетом постоянного магнитного поля земли, ограничившись только некоторыми замечаниями относительно прочих более общих случаев.

Рассмотрим, прежде всего, тот частный случай, когда волна распространяется вдоль направления постоянного магнитного поля. Направим координатные оси так, чтобы ось x совпадала с направлением движения волны и направлением постоянного магнитного поля, а электрическая сила волны была направлена вдоль оси y (рис. 14).

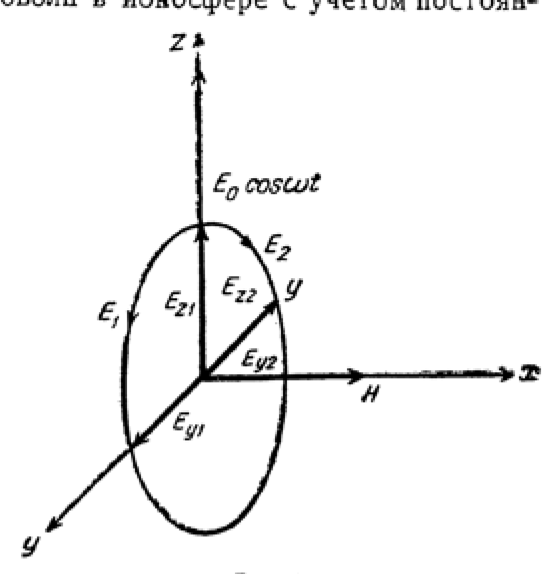


Рис. 14.

Ввиду того, что собственные свободные колебания зарядов происходят по окружностям вокруг направления магнитного поля, анализ процесса распространения линейно-поляризованного колебания $E_z = E_0 \cos \omega t$ гораздо удобнее вести, представляя это линейно-поляризованное колебание, как результат наложения друг на друга двух колебаний, поляризованных по кругу с равными амплитудами и одинаковыми фазами, но с противоположным направлением вращения.

Первое из этих колебаний с правым вращением имеет проекции на оси z и y

$$E_{1z} = \frac{E_0}{2} \cdot \cos \omega t; \quad E_{1y} = \frac{E_0}{2} \cdot \sin \omega t.$$

Второе колебание с левым вращением имеет проекции

$$E_{2z} = \frac{E_0}{2} \cdot \cos \omega t; \quad E_{2y} = -\frac{E_0}{2} \cdot \sin \omega t.$$

Простое сложение проекций по координатным осям этих двух поляризованных по кругу колебаний убеждает в их эквивалентности одному линейно-поляризованному колебанию с электрической силой, направленной вдоль оси z, так как

$$E_z = E_{1z} + E_2 = E_0 \cos \omega t; \quad E_y = E_{1y} + E_{2y} = 0.$$

Рассмотрим сначала условия распространения одного право-вращающегося колебания. Для него уравнения движения зарядов по координатным осям y и z с учетом влияния постоянного магнитного поля имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dv_y}{dt} &= \frac{e}{m} \cdot E_0 \sin \omega t + h v_z \\ \frac{dv_z}{dt} &= \frac{e}{m} \cdot E_0 \cos \omega t - h v_y \end{aligned}\right\} \qquad (71)$$

Диференцируя второе из этих уравнений еще раз и исключая после этого $\frac{dv_y}{dt}$ из первого, приходим к диференциальному уравнению второго порядка

$$\frac{d^2 v_z}{dt^2} + h^2 v_z + \frac{e(\omega + h)}{m} \cdot E_0 \sin \omega t = 0. \qquad (71a)$$

Метод решения его общеизвестен и заключается в том, что v_z принимается равной

$$v_z = C_1 \cos (ht) + C_2 \sin (ht). \qquad (72)$$

Величины же C_1 и C_2 являются также переменными и определяются в результате подстановки v_z в основное ур-ние (71a), причем дополнительно на эти величины накладывается условие

$$\frac{dC_1}{dt} \cdot \cos (ht) + \frac{dC_2}{dt} \cdot \sin (ht) = 0.$$

Подстановка v_z в ур-ние (71a) и это дополнительное условие дают:

$$\frac{dC_1}{dt} = -\frac{e}{m} \cdot \frac{\omega + h}{2h} \cdot E_0 [\cos (\omega + h) t - \cos (\omega - h) t],$$

$$\frac{dC_2}{dt} = -\frac{e}{m} \cdot \frac{\omega + h}{2h} \cdot E_0 [\sin (\omega + h) t + \sin (\omega - h) t].$$

Интегрируя эти выражения и подставляя значения C_1 и C_2 в ур-ние (72), получим

$$v_z = \frac{e}{m(\omega - h)} \cdot E_0 \sin \omega t + C_{01} \cos (ht) + C_{02} \sin (ht).$$

Подставляя это значение v_z в ур-ние (71), определяя v_y и пользуясь тем, что при $t=0$ $v_y=u_{y0}$ и $v_z=u_{z0}$, найдем

$$C_{01}=u_{z0};\quad C_{02}=-\frac{E_0 e}{m(\omega-h)}-U_{y0},$$

вследствие чего

$$v_y=U_{z0}\sin(ht)+U_{y0}\cos(ht)+\frac{E_0 e}{m(\omega-h)}\cdot\cos(ht)-\frac{E_0 e}{m(\omega-h)}\cdot\cos\omega t,$$

$$v_z=-U_{y0}\sin(ht)+U_{z0}\cos(ht)-\frac{E_0 e}{m(\omega-h)}\cdot\sin(ht)+\frac{E_v e}{m(\omega-h)}\sin\omega t. \quad (73)$$

Найденные нами значения v_y и v_z показывают, что, если пренебречь тем поглощением, которое происходит вследствие столкновения колеблющихся зарядов с нейтральными частицами, то можно считать, что в рассматриваемой нами среде под действием сил:

$$E_{1y}=\frac{E_0}{2}\cdot\sin\omega t,$$

$$E_{1z}=\frac{E_0}{2}\cdot\cos\omega t$$

появляются токи той же частоты ω вдоль координатных осей, обязанные своим происхождением движению зарядов:

$$I_{ye}=Nev_y=-\frac{Ne^2}{m(\omega-h)}\cdot\frac{E_0}{2}\cdot\cos\omega t,$$

$$I_{ze}=Nev_z=\frac{Ne^2}{m(\omega-h)}\cdot\frac{E_0}{2}\cdot\sin\omega t.$$

Наряду с этими токами в среде существуют также токи смещения:

$$I_{y0}=\frac{1}{4\pi}\cdot\frac{dE_y}{dt}=\frac{\omega}{4\pi}\cdot\frac{E_0}{2}\cdot\cos\omega t,$$

$$I_{z0}=\frac{1}{4\pi}\cdot\frac{dE_z}{dt}=-\frac{\omega}{4\pi}\cdot\frac{E_0}{2}\cdot\sin\omega t.$$

Объединяя токи I_{y0} и I_{z0} с токами I_{ye} и I_{ze}, созданными движением зарядов, и считая, что получаемые суммарные токи являются токами смещения в среде, обладающей диэлектрической проницаемостью ε, находим (см. стр. 58):

$$I_{y\Sigma}=I_{y0}+I_{ye}=\frac{\varepsilon}{4\pi}\cdot\frac{dE_y}{dt}=\frac{1}{4\pi}\cdot\left(1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega(\omega-h)}\right)\cdot\frac{dE_y}{dt},$$

$$I_{z\Sigma}=I_{z0}+I_{ze}=\frac{\varepsilon}{4\pi}\cdot\frac{dE_z}{dt}=\frac{1}{4\pi}\cdot\left(1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega(\omega-h)}\right)\cdot\frac{dE_z}{dt}.$$

т. е. диэлектрическая проницаемость среды для рассматриваемого правовращающегося луча оказывается равной

$$\varepsilon_1 = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega(\omega - h)}. \qquad (74)$$

Величину проводимости среды, обусловленную столкновениями колеблющихся зарядов с нейтральными частицами, приближенно найдем, пользуясь следующими соображениями:

Потеря энергии P в кубическом сантиметре, происходящая в результате столкновений, может быть представлена как

$$P = N \cdot \frac{m(v_y^2 + v_z^2)}{2} \cdot \nu,$$

где N — число зарядов в кубическом сантиметре,
а ν — среднее число столкновений в секунду каждого из этих зарядов с нейтральными частицами.

С другой стороны, та же потеря энергии должна быть равна

$$P = E^2\sigma,$$

где σ — проводимость среды.

Подставляя в выражение P значения v_y и v_z из ур-ния (73) и вычисляя только энергию колебательного движения с частотой ω, найдем

$$\sigma_1 = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{(\omega - h)^2}. \qquad (75)$$

Ф-лы (74) и (75) характеризуют условия распространения в среде правовращающегося колебания E_{z1} и E_{y1}. Для того, чтобы найти ε и σ для левовращающегося луча E_{z2}, E_{y2}, необходимо решить систему ур-ний (71) с заменой в первом из уравнений этой системы выражения $E_0 \cdot \frac{e}{m} \cdot \sin \omega t$ на $-E_0 \cdot \frac{e}{m} \cdot \sin \omega t$.

После этой замены тем же путем, что и раньше, мы найдем:

$$\varepsilon_2 = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega(\omega + h)}, \qquad (76)$$

$$\sigma_2 = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{(\omega + h)^2}. \qquad (77)$$

Таким образом, мы пришли к выводу, что в ионизированной среде при наличии постоянного магнитного поля распространение одного линейно-поляризованного колебания можно рассматривать, как распространение двух колебаний, поляризованных по кругу с противоположным направлением вращения. Для каждого из этих колебаний среда будет обладать своей диэлектрической проницаемостью и своей проводимостью. Следствием этого явится то, что оба круго-поляризованные колебания будут распространяться с различными скоростями и испытывать различное поглощение. Рассмотрим случай, когда поглощение обоих колебаний настолько незначительно, что им можно пренебречь.

Пусть в начале координат электрическая сила равна $E_y=0$ $E_z=E_0\cos\omega t$. Разложим ее на два колебания, поляризованные по кругу с противоположным направлением вращения:

$$E_{z1}=\frac{E_0}{2}\cdot\cos\omega t;\quad E_y=\frac{E_0}{2}\cdot\sin\omega t;\quad E_{z2}=\frac{E_0}{2}\cdot\cos\omega t;$$

$$E_{y2}=-\frac{E_0}{2}\cdot\sin\omega t.$$

Тогда, после того как оба колебания пройдут расстояние r проекции их электрических сил на координатные оси y и z, будут

$$E_{z1}=\frac{E_0}{2}\cdot\cos\omega\left(t-\frac{r}{v_1}\right),$$

$$E_{y1}=\frac{E_0}{2}\cdot\sin\omega\left(t-\frac{r}{v_1}\right),$$

$$E_{z2}=\frac{E_0}{2}\cdot\cos\omega\left(t-\frac{r}{v_2}\right),$$

$$E_{y2}=-\frac{E_0}{2}\cdot\sin\omega\left(t-\frac{r}{v_2}\right),$$

где v_1 и v_2 — фазовые скорости распространения право- и левовращающегося колебания, на которые может быть разложен линейно-поляризованный луч, равные:

$$v_1=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}};\quad v_2=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}}.$$

Результирующее колебание в любой точке пространства мы найдем, просуммировав его составляющие по координатным осям. Сделав это и подставляя вместо v_1 и v_2 их значения, мы получаем:

$$E_{zr}=E_0\cos\left[\frac{\omega r}{2c}\cdot\left(\sqrt{\varepsilon_2}-\sqrt{\varepsilon_1}\right)\right]\cdot\cos\omega\left[t-\frac{r}{2c}\left(\sqrt{\varepsilon_1}+\sqrt{\varepsilon_2}\right)\right],$$

$$E_{yr}=E_0\sin\left[\frac{\omega r}{2c}\cdot\left(\sqrt{\varepsilon_2}-\sqrt{\varepsilon_1}\right)\right]\cdot\cos\omega\left[t-\frac{r}{2c}\left(\sqrt{\varepsilon_1}+\sqrt{\varepsilon_2}\right)\right].$$

В начале координат электрическая сила была направлена вдоль оси Z, так как $E_y=0$. Электрическая сила по оси y отсутствовала. После того, как волна прошла расстояние r, составляющая электрической силы по оси y уже не равна нулю. Ввиду того, что обе силы E_{zr} и E_{yr} находятся в фазе, складываясь, они дают линейно-поляризованное колебание, в котором электрическая сила образует угол

$$\theta=\operatorname{arctg}\left[\frac{\omega r}{2c}\cdot\left(\sqrt{\varepsilon_2}-\sqrt{\varepsilon_1}\right)\right] \tag{78}$$

с осью Z. Это значит, что распространение колебаний сопровождалось вращением их плоскости поляризации, которая на протяжении участка пути r повернулась на угол θ.

Вращение плоскости поляризации нагляднее всего можно представить себе, определяя то расстояние $r_{2\pi}$, на протяжении которого плоскость поляризации претерпевает поворот на 360°.

Из ф-лы (78) следует, что поворот плоскости поляризации на 360° происходит на расстоянии

$$r_{2\pi}=\frac{2\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_2}-\sqrt{\varepsilon_1}}, \tag{79}$$

где λ_0 — длина волны в воздухе.

Порядок величины расстояния $r_{2\pi}$ для коротких волн можно получить, подставив в ур-ние (78) значение ε_1 и ε_2 ур-ний (77) и (76). В результате подстановки приближенно получим

$$r_{2\pi}\cong\frac{c\cdot\omega^2}{N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot h}. \tag{79a}$$

Например, для $\omega=6{,}28\cdot10^7$ *гц* ($\lambda=30$ *м*) и $N=2\cdot10^5$ *эл/см*^{3} найдем, считая $\frac{e^2}{m}=2{,}54\cdot10^8$ CGSE; $h=8{,}82\cdot10^6$; $c=3\cdot10^{10}$ *см/сек*,

$$r_{2\pi}=\frac{3\cdot10^{10}\cdot3{,}95\cdot10^{15}}{2\cdot10^5\cdot2{,}54\cdot10^8\cdot8{,}82\cdot10^6}=2{,}65\cdot10^5\text{ см}=2{,}65\text{ км}.$$

Из ф-лы (79а) видно, что с возрастанием длины волны расстояние $r_{2\pi}$ быстро падает. С уменьшением же волны оно быстро возрастает.

Для длинных волн ф-ла (79) непригодна, так как в ней не принято во внимание поглощение. Если учесть его, то выражение для $r_{2\pi}$ в случае очень длинных волн становится равным

$$r_{2\pi}=\frac{4\pi c}{\sqrt{2\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\omega}}\cdot\frac{\sqrt[4]{\nu^2+h^2}}{\sqrt{1+\frac{h}{\nu^2+h^2}}-\sqrt{1-\frac{h}{\nu^2+h^2}}}. \tag{79б}$$

Если подставить в это выражение $\omega=1{,}88\cdot10^6$ *гц* ($\lambda=1000$ *м*) и считать, что $\nu\ll h$, мы найдем

$$r_{2\pi}=\frac{4\pi c}{\sqrt{4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\omega}}\cdot\sqrt{h}\approx14{,}5\text{ км}.$$

Вращение плоскости поляризации волн, распространяющихся в ионизированной газовой среде при наличии постоянного магнитного поля в чистом виде, может иметь место только при полном отсутствии поглощения. В реальных условиях поглощение тех двух колебаний, поляризованных по кругу, на которые может быть разложено линейно-поляризованное колебание, различно [см. ф-лы (75) и (77)]. Вследствие этого амплитуды право- и левовращающихся колебаний, после того, как ими

пройдено некоторое расстояние в ионизированном газе, перестают быть равными друг другу и после их сложения получается уже не линейно-поляризованное колебание, а колебание, поляризованное по эллипсу. Для эллиптически поляризованного колебания не существует такого направления в плоскости волны, вдоль которого электрическая сила была равна нулю (рис. 15). Чем больше отличаются друг от друга коэфициенты поглощения для право- и левовращающегося колебания и чем больше тот путь, который прошли колебания, тем больше удаляется характер поляризации результирующего колебания от линейного и приближается к круговому.

Это очень наглядно можно представить себе, если рассмотреть случай распространения на очень большое расстояние колебаний такой частоты, для которой $\sigma_1 \gg \sigma_2$. При этом то колебание, поляризованное по кругу, для которого поглощение имеет большую величину, может оказаться настолько сильно поглощенным, что практически на большом расстоянии можно будет обнаружить только второе колебание, для которого коэфициент поглощения имеет меньшую величину. Таким образом, в пределе линейная поляризация колебаний превратится в круговую.

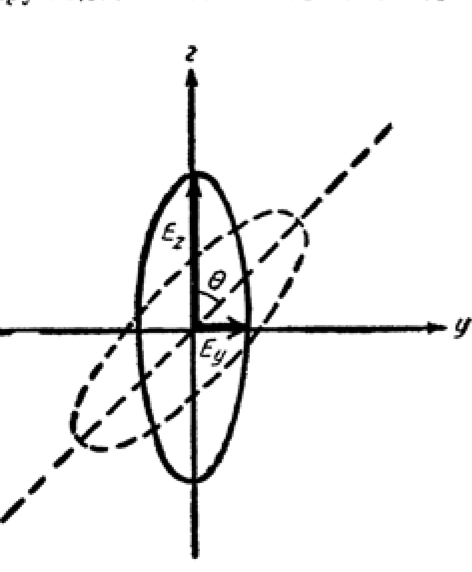


Рис. 15.

При эллиптической поляризации волны вращается не плоскость, а эллипс поляризации, оси которого по мере проникновения волны в глубь среды поворачиваются на угол θ, определяемый попрежнему выражением (78) (рис. 15). Поворот осей на 360° происходит на участке пути $r_{2\pi}$, величина которого определяется, как и раньше, ф-лами (79) и (79б).

Выражения ε_1, ε_2, σ_1 и σ_2 показывают, что при распространении коротких волн вдоль направления постоянного магнитного поля диэлектрическая проницаемость среды ε_1 для колебания, поляризованного по кругу вправо (по часовой стрелке), если смотреть вдоль направления магнитного поля, больше отличается от единицы, а проводимость σ_1 имеет большее значение, чем для колебания с противоположным направлением круговой поляризации. Вследствие этого радиоволны, распространяющиеся вдоль по меридиану, должны иметь левое вращение поляризации, если смотреть на север. Ввиду наличия не только горизонтальной, но и вертикальной слагающей земного магнитного

поля, колебания, падающие сверху после преломления в ионосфере, также имеют эллиптическую поляризацию. В северном полушарии вертикальная слагающая магнитного поля направлена сверху вниз. В южном полушарии она имеет противоположное направление. Поэтому наблюдателю, находящемуся на земле, должно казаться, что в северном полушарии падающие сверху радиоволны имеют правое вращение поляризации (по часовой стрелке), а в южном полушарии отраженные сверху радиоволны должны быть поляризованы влево. Тщательно произведенные наблюдения в северном (Англия) и южном (Австралия) полушариях полностью подтвердили этот вывод.

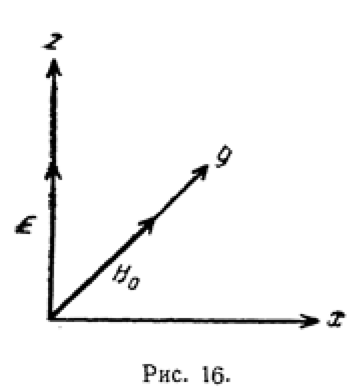


Рис. 16.

Постоянное магнитное поле влияет на скорость распространения и на поглощение радиоволн не только тогда, когда волны распространяются вдоль силовых магнитных линий. Влияние его сказывается и тогда, когда распространение радиоволн происходит перпендикулярно к направлению магнитного поля.

Здесь возможны два крайних случая:

Случай 1. Электрическая сила волны направлена перпендикулярно магнитному полю (рис. 16). Диференциальные уравнения скорости движения заряда (электрона) под действием волны и постоянного магнитного поля имеют в этом случае вид:

$$\left.\begin{aligned} m\cdot\frac{dv_x}{dt} &= H_0 e v_z \\ m\cdot\frac{dv_y}{dt} &= 0 \\ m\cdot\frac{dv_z}{dt} &= E_0\cdot e\cos\omega t - H_0 e v_y \end{aligned}\right\} \qquad (80)$$

где m — масса,

e — заряд электрона,

v_x, v_y и v_z — проекции его скорости на координатные оси.

Решение системы ур-ний (80) полностью аналогично решению ур-ний (71).

Исключая v_z, приходим к уравнению

$$\frac{d^2v_x}{dt^2} + h^2 v_x + h\,\frac{e}{m}\cdot E_0\cos\omega t, \qquad (80a)$$

где

$$h = H_0\,\frac{e}{m}.$$

Далее полагаем

$$v_x = C_1 \cos(ht) + C_2 \sin(ht),$$

где C_1 и C_2 — переменные, удовлетворяющие условию

$$\frac{dC_1}{dt} \cdot \cos(ht) + \frac{dC_2}{dt} \cdot \sin(ht) = 0.$$

Производя решение, совершенно совпадающее с приведенным на стр. 90, получим

$$\left.\begin{aligned} v_x &= -U_{z0}\sin(ht) + U_{x0}\cos(ht) - h\cdot\frac{e}{m}\cdot\frac{E_0}{(\omega^2-h^2)}\cdot\cos(ht) + \\ &\quad + h\frac{e}{m}\cdot\frac{E_0}{(\omega^2-h^2)}\cos\omega t \\ v_z &= U_{z0}\cos(ht) + U_{x0}\sin(ht) - h\,\frac{e}{m}\cdot\frac{E_0}{(\omega^2-h^2)}\cdot\sin(ht) + \\ &\quad + \omega\cdot\frac{e}{m}\cdot\frac{E_0}{(\omega^2-h^2)}\cdot\sin\omega t \end{aligned}\right\} \quad (80б)$$

Ур-ния (80б) показывают, что движение электронов под действием электромагнитного поля волны в направлении электрической силы создает в среде дополнительный ток, отстающий по фазе на $\frac{\pi}{2}$ от электрической силы

$$\Delta I_z = Nev_z = N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{(\omega^2-h^2)}.$$

Этот ток соответствует изменению диэлектрической проницаемости среды на величину

$$\Delta\varepsilon = -4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{(\omega^2-h^2)},$$

вследствие чего сама диэлектрическая проницаемость для данного случая распространения радиоволн оказывается равной

$$\varepsilon_\perp = 1 - 4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{(\omega^2-h^2)}. \quad (81)$$

(Мы здесь полагаем так же, как и раньше, что число столкновений $\nu < h < \omega$).

Потери энергии, происходящие вследствие столкновений колеблющихся электронов с нейтральными частицами, в рассматриваемом нами случае равны

$$P = N\cdot\frac{m(v_x^2+v_z^2)}{2}\cdot\nu = E_0\sigma_\perp.$$

Подставляя сюда значения v_x^2 и v_z^2, найдем

$$N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{(\omega^2+h^2)}{(\omega^2-h^2)^2}\cdot E_0^2 = E_0^2\sigma_\perp$$

или

$$\sigma_\perp = N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{(\omega^2+h^2)}{(\omega^2-h^2)^2}. \quad (82)$$

Случай 2. Электрическая сила волны направлена вдоль направления постоянного магнитного поля (рис. 17) ($H_x = H_y = 0$; $E_x = E_y = 0$; $E_z = E_0 \cos \omega t$). В этом случае заряды движутся под действием электрической силы волны вдоль магнитных силовых линий постоянного поля, которое никакого влияния на характер их движения в этом направлении не оказывает. Поэтому данный случай совпадает со случаем распространения волн при отсутствии постоянного магнитного поля и для него справедливы значения диэлектрической проницаемости и проводимости (53) и (54).

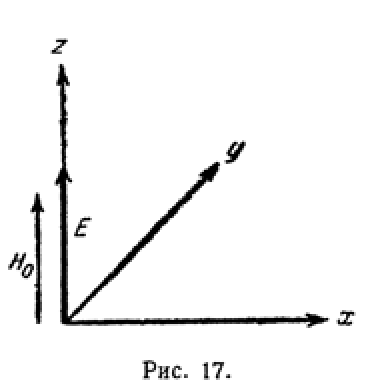


Рис. 17.

Рассмотренные выше случаи распространения электромагнитных колебаний в ионизированной среде вдоль направления постоянного магнитного поля и перпендикулярно нему дают только общее представление о действительных условиях распространения радиоволн в ионосфере с учетом постоянного магнитного поля земли. В действительности, когда волны распространяются в направлении, образующем произвольные углы с постоянным магнитным полем, в среде с изменяющейся электронной концентрацией, условия распространения оказываются весьма сложными.

Кроме того, выведенные нами формулы справедливы только для случаев достаточно высоких частот (короткие волны) и малого числа столкновений ν.

В общем случае, когда частотой столкновений ν нельзя пренебречь рядом с ω и h, значения диэлектрической проницаемости ε и проводимости среды σ равны:

$$\varepsilon_1 = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\omega - h}{\omega [\nu^2 + (\omega - h)^2]}, \tag{74a}$$

$$\varepsilon_2 = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\omega + h}{\omega [\nu^2 + (\omega + h)^2]}, \tag{76a}$$

$$\sigma_1 = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{\nu^2 + (\omega - h)^2}, \tag{75a}$$

$$\sigma_2 = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu}{\nu^2 + (\omega + h)^2}, \tag{77a}$$

$$\varepsilon_\perp = 1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu^2 + \omega^2 - h^2}{(\nu^2 + \omega^2 + h^2)^2 - 4\omega^2 h^2}, \tag{81a}$$

$$\sigma_\perp = N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\nu (\nu^2 + \omega^2 - h^2)}{(\nu^2 + \omega^2 + h^2)^2 - 4\omega^2 h^2}. \tag{82a}$$

Нужно, однако, еще раз отметить, что во многих случаях можно не учитывать влияние постоянного магнитного поля земли

на форму траекторий и на поглощение радиоволн в ионосфере. В частности, это вполне допустимо для коротких волн, где $\omega \gg h$ или для тех случаев, когда распространение происходит в области ионосферы, содержащей преимущественно ионы, а не электроны. Там отношение $\frac{e}{m_i}$ имеет весьма малую величину, а потому $h_i = H\frac{e}{m_i}$ исчезающе мало рядом с встречающимися на практике значениями ω.

ГЛАВА IX

ОСНОВЫ МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ ИОНОСФЕРЫ

Для точного расчета условий распространения в ионосфере любой волны необходимо знать в каждой ее точке коэфициент преломления

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^2}} \approx \sqrt{\varepsilon},$$

определяющий путь распространения волны, и коэфициент поглощения

$$\delta = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{-\frac{\varepsilon}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon^2 + \left(\frac{4\pi\sigma}{\omega}\right)^2}}, \tag{67}$$

определяющий ее поглощение на этом пути.

Входящие в выражения n и δ диэлектрическая проницаемость ε и проводимость σ, величина которых определяется с помощью выражений (53) и (54), зависят, в свою очередь, от электронной или ионной концентрации N_e в данной точке ионосферы и от числа столкновений электрона или иона ν. Эти две величины N_e и ν характеризуют собственно ионосферу, не завися от частоты. Поэтому экспериментальные исследования ионосферы ставят перед собой целью установление зависимостей:

$N_e = \varphi(t)$ на заданной высоте H над землей (t — время),

$N_e = \psi(H)$ в данный момент времени

и тех же самых зависимостей для ν — частоты столкновений.

В настоящее время распределение ионизации по высоте и во времени изучено несравненно лучше, чем распределение частот столкновений. Особенно подробно и точно исследованы величины максимумов электронной или ионной концентрации $N_{e\,m\,x}$ и изменение этих максимальных значений $N_{e\,max}$ в зависимости от времени. Ход кривой $N = \psi(H)$, т. е. вертикальный разрез ионосферы, изучен гораздо менее подробно. Что же касается числа столкновений ν, их распределения по высоте и

во времени, то подобного рода измерения, сводящиеся к нахождению поглощения радиоволн, пока еще весьма немногочисленны и разрознены.

Рассмотрим вкратце теорию и методы электрических исследований ионосферы, с помощью которых находят абсолютные значения электронной концентрации на разных высотах. Все эти исследования основаны на том, что условием возвращения радиоволны на землю после отражения или преломления в ионосфере является удовлетворение в верхней точке траектории луча равенства

$$\sin \varphi_0 = \frac{R + H_{max}}{R} \cdot \sqrt{1 - 4\pi N_c \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2}}, \tag{66}$$

где H_{max} — высота верхней точки траектории над землей,
а N_c — электронная концентрация в этой точке.

В частном случае, когда радиоволны посылаются вертикально вверх, т. е. $\varphi_0 = 0$, условие (66) превращается в

$$4\pi \cdot N_c \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2} = 1. \tag{66a}$$

То обстоятельство, что в некоторой точке ионосферы электронная концентрация достаточна для того, чтобы удовлетворить равенство (66) или (66а), экспериментально обнаруживается тем, что колебания данной частоты ω отражаются от ионосферы.

Заметим, что с помощью равенств (66) и (66а) получаются разные значения N_c в зависимости от того, что считать носителями зарядов: e — электроны с малой массой, или же ионы, масса которых в тысячи и десятки тысяч раз больше массы электронов. В дальнейшем мы всегда будем считать носителями зарядов электроны, полагая, что в тех случаях, когда зарядами окажутся ионы, число их может быть найдено как

$$N_i = N_e \cdot \frac{m_i}{m_e},$$

где m_i — масса иона,
а m_e — масса электрона.

Для того, чтобы построить зависимость $N = \psi(H)$, необходимо не только найти величину концентрации N_e, но и установить, на какой высоте над землей она находится. Это обычно подразумевается под термином „определение высоты слоя Кенелли-Хевисайда". Высота слоя будет различной в зависимости от той частоты колебаний ω, с помощью которой мы будем производить измерения, так как различным значениям ω будут соответствовать по ф-ле (66) — (66а) различные значения N_c, находящиеся на различных высотах H_{max} над поверхностью земли.

Существует три разных метода определения высоты H_{max}:

1. *Триангуляционный метод*[32] (рис. 18). Сущность его заключается в том, что в точке приема B измеряется угол φ_0,

под которым падают колебания, излученные передатчиком, находящимся в точке A, после отражения от ионосферы. Считая траекторию луча ACB симметричной по обе стороны от точки C и зная расстояние между передатчиком и приемником $AB = r$, можно найти высоту слоя

$$H_e = \frac{r}{2} \cdot \operatorname{ctg} \varphi_0 . \tag{83}$$

Из рис. 18 видно, что высота H_e, так называемая „действующая высота слоя“, отличается от реальной высоты H_c на величину CC_1, причем в зависимости от того, насколько резко изменяются электрические свойства ионосферы и как глубоко проникает в нее волна, разность $H_e - H_c = CC_1$ может быть больше или меньше. Чем резче изменяются ε и σ в ионосфере, т. е. чем ближе процесс постепенного преломления волны к процессу отражения от резко очерченной границы раздела двух различных сред, тем ближе друг к другу „действующая“ и „реальная“ высота слоя.

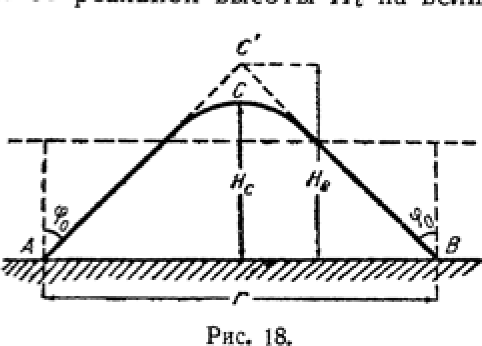


Рис. 18.

Триангуляционный метод, примененный первым в исследованиях ионосферы, в настоящее время не применяется, ввиду малой точности, с которой может быть измерен угол φ_0.

2. *Импульсный метод*[33]. Этот метод нашел в настоящее время исключительно широкое применение и вытеснил остальные. Он заключается в следующем (рис. 18). Передатчик, находящийся в точке A, посылает весьма короткие (до 10^{-6} сек.) импульсы колебаний на частоте ω. Эти импульсы попадают в точку приема B по пути AB — вдоль земной поверхности и по пути ACB — сквозь ионосферу. В точке приема оба импульса поступают на осциллограф, где определяется время Δt, на которое запаздывает импульс, прошедший путь ACB по сравнению с импульсом, прошедшим путь AB. Пример осциллограммы, на которой отмечены земной и ряд отраженных импульсов, приведен на рис. 19.

Зная расстояние между передатчиком и приемником r, считая, что распространение отраженного луча происходит на всем пути со скоростью света c, и заменяя криволинейный путь этого луча двумя сторонами треугольника, найдем действующую высоту H_e из треугольника AC_1B по уравнению

$$\Delta t = \frac{2\sqrt{H_e^2 + \left(\frac{r}{2}\right)^2} - r}{c} .$$

Если принять во внимание, что в условиях измерений почти всегда $r \ll H_e$

$$\Delta t \simeq \frac{2H_e - r}{c},$$

и потому

$$H_e = \frac{c\Delta t + r}{2}. \qquad (84)$$

Рассмотрим, что представляет собой действующая высота, измеренная таким способом.

Попадая в ионизированную среду, импульс колебаний частоты распространяется в действительности не со скоростью света, а с групповой скоростью (см. стр. 76)

$$u = cn, \qquad (63в)$$

где n — коэфициент преломления среды для данной частоты.

Таким образом время $\Delta t'$, которое импульс затрачивает на движение по криволинейному пути $S = ACB$, равно

$$\Delta t' = \int_S \frac{dS}{u} = \frac{1}{c} \cdot \int_S \frac{dS}{n}.$$

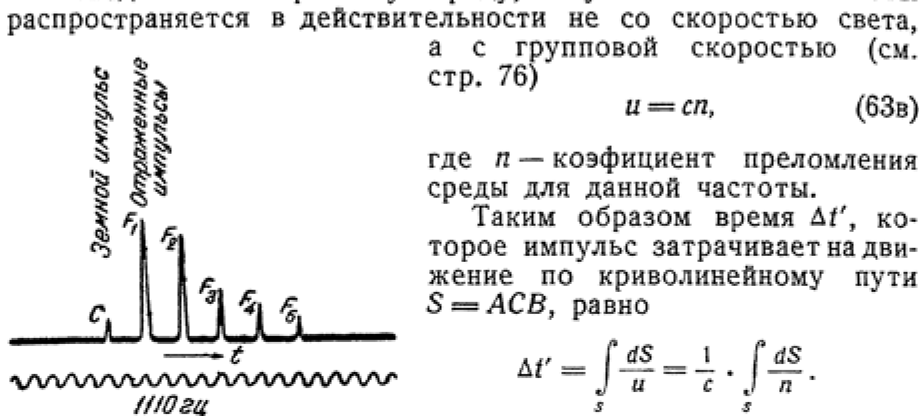


Рис. 19. Пример фоторегистрации поверхностного (земного) импульса и импульсов, отразившихся от ионосферы.

Ввиду того, что n — коэфициент преломления ионизированной среды — меньше единицы, время $\Delta t'$ больше того, которое потребовалось бы на прохождение пути S со скоростью света.

Рассмотрим элемент пути dS, проходимый волной внутри слоя (рис. 20), заключенный между двумя плоскостями MN и M_1N_1, отстоящими друг от друга по вертикали на расстояние dH, и будем считать, что на этом участке коэфициент преломления сохраняет постоянное значение, а элемент dS может быть заменен прямолинейным отрезком.

Время dt, затрачиваемое импульсом на то, чтобы пройти элемент dS, равно

$$dt = \frac{dS}{u} = \frac{dS}{cn} = \frac{dr}{\sin\varphi nc}.$$

Однако, на стр. 79 мы видели, что

$$R \sin\varphi_0 = (R + H_n) \cdot \sin\varphi_n \sqrt{\varepsilon} \qquad (65а)$$

или, полагая $H \ll R$ и $\sqrt{\varepsilon} \simeq n$,

$$n \sin\varphi = \sin\varphi_0,$$

и потому

$$dt = \frac{dr}{\sin\varphi_0 c}.$$

Выражение $\frac{dr}{\sin\varphi_0}$ есть не что иное, как отрезок a_1b_1 прямолинейного пути AC_1, имеющий ту же самую горизонтальную проекцию dr, что и рассматриваемый нами элемент криволинейного пути dS.

Таким образом, двигаясь с групповой скоростью, импульс затрачивает на прохождение каждого элемента пути dS такое время, которое необходимо для того, чтобы пройти со скоростью света прямолинейный отрезок a_1b_1, имеющий ту же горизонтальную проекцию dr, что и элемент dS. Значит, проходя весь криволинейный путь ACB с переменной групповой

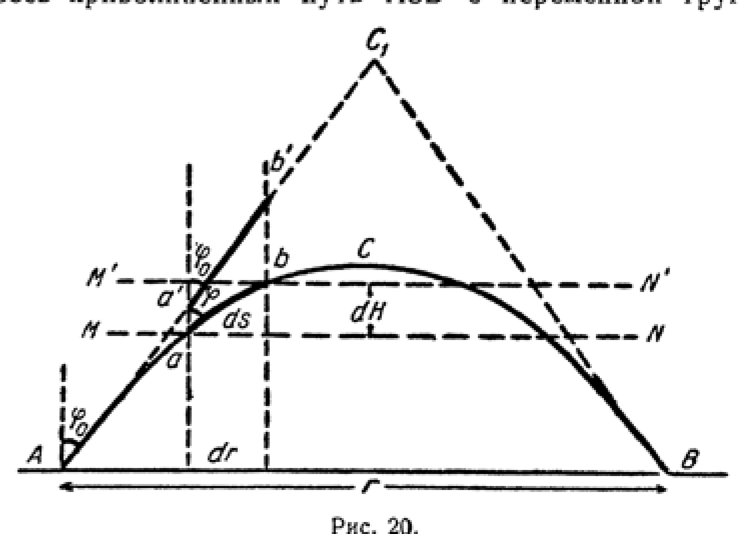


Рис. 20.

скоростью, импульс затрачивает на это ровно столько же времени, сколько он затратил бы на прохождение со скоростью света пути AC_1B, имеющего тот же угол вылета φ_0, что и реальный криволинейный путь ACB.

Поэтому действующая высота H_e равна высоте равнобедренного треугольника, имеющего основанием расстояние между передатчиком и приемником r и углы у основания φ_0, равные углам, образуемым реальной траекторией луча (теорема Брейта и Тюва [33]).

Таким образом, второй импульсный метод дает ту же самую действующую высоту H_e, что и первый триангуляционный.

3. *Метод вариации частоты.* Этот метод предложен и разработан Эппльтоном [34]. Сущность его заключается в следующем.

Пусть колебания передатчика попадают в точку приема, пройдя путь S. Если этот путь проходится колебаниями со скоростью света, то в точке приема они будут запаздывать по фазе относительно колебаний в точке излучения на угол

$$\theta_0 = \omega \cdot \frac{S}{c}.$$

Если теперь заставить передатчик излучать колебания несколько отличной частоты $\omega + \Delta\omega$, то фаза их в точке приема будет равна

$$\theta_0 + \Delta\theta_0 = (\omega + \Delta\omega) \cdot \frac{S}{c}.$$

Практически определить непосредственно угол запаздывания θ_0 или $\theta_0 + \Delta\theta_0$ невозможно, но изменение этого угла $\Delta\theta_0$ может быть найдено. Зная угол $\Delta\theta_0$, мы найдем путь S как

$$S = \frac{\Delta\theta_0}{\Delta\omega} \cdot c.$$

Далее, задаваясь формой пути, по которому распространяются колебания, например, считая этот путь треугольником AC^1B (рис. 18), можно найти и действующую высоту слоя H_e.

Изменение фазы колебаний $\Delta\theta_0$ в точке приема при изменении частоты $\Delta\omega$ может быть найдено путем одновременного приема в точке B колебаний, пришедших вдоль земной поверхности и колебаний, отразившихся в ионосфере. В зависимости от разности путей ACB и AB и от частоты колебания, пришедшие по этим путям, будут иметь различный сдвиг фаз друг относительно друга. Когда фазы этих колебаний будут отличаться на $2\pi k$, где k — целое число, то амплитуда результирующего колебания в точке приема будет равна сумме амплитуд прямого (AB) и отраженного (ACB) луча. Если же фазы их будут отличаться на угол $\pi(2k + 1)$, амплитуда результирующего колебания будет равна разности амплитуд обоих колебаний. Ввиду того, что сдвиг фазы между прямыми и отраженными колебаниями зависит от частоты, плавное изменение ее будет сопровождаться плавными колебаниями силы приема в точке B, причем максимумы будут соответствовать совпадению, а минимумы противоположности фаз прямого и отраженного колебаний.

Условие совпадения фазы прямого и отраженного луча на некоторой частоте колебаний ω при длине отраженного пути S и прямого r может быть выражено как

$$\frac{\omega}{c} \cdot (S - r) = 2\pi k,$$

где k — любое целое число.

Противоположность фаз, наблюдаемая на частоте, ближайшей к ω и отличающейся от нее на $\Delta\omega$, выразится как

$$\frac{\omega + \Delta\omega}{c} \cdot (S - r) = \pi(2k + 1).$$

Тогда

$$\frac{\Delta\omega}{c} \cdot (S - r) = \pi$$

и длина пути отраженного колебания находится как

$$S = c \cdot \frac{\pi}{\Delta\omega} + r.$$

Как уже указывалось, высота отражения H находится по этому методу в предположении, что путь S имеет форму треугольника AC_1B (рис. 18). Рассмотрим в каком соотношении находится эта высота H с действующей высотой H_e, определяемой по двум предшествующим методам. Ввиду того, что в последнем методе для нахождения H мы пользуемся углами сдвига фаз, связанными с фазовой скоростью v, а во втором методе существенную роль играет групповая скорость u, может казаться, что последний метод должен дать высоту H, отличную от высоты H_e, даваемой двумя первыми методами. Однако, такой вывод был бы неверен.

Рассмотрим, чем определяется фаза отраженных колебаний в случае их распространения по криволинейному пути ACB (рис. 18 и 19).

На участке пути dS происходит изменение фазы $d\theta$

$$d\theta = \omega \cdot \frac{dS}{v},$$

где v — фазовая скорость колебаний, равная

$$v = \frac{c}{n},$$

поэтому

$$d\theta = \frac{\omega}{c} \cdot n dS.$$

Таким образом, на всем пути $ACB = S$ происходит изменение фазы

$$\theta = \int_s \frac{\omega}{c} \cdot n dS.$$

Если вместо частоты ω мы возьмем частоту $\omega + \Delta\omega$, то фаза отраженных колебаний станет равной

$$\theta + \Delta\theta = \int_s \frac{(\omega + \Delta\omega)}{c} \cdot (n + \Delta n) \cdot dS = \int_s \frac{\left(\omega n + n\Delta\omega + \omega \frac{dn}{d\omega} \cdot \Delta\omega\right)}{c} \cdot dS$$

и потому

$$\Delta\theta = \int_s \frac{\Delta\omega}{c} \cdot \left(n + \omega \cdot \frac{dn}{d\omega}\right) \cdot dS.$$

Однако, из ф-лы (63а) на стр. 75 видно, что выражение $\frac{c}{\left(n + \omega \frac{dn}{d\omega}\right)} = u$ является групповой скоростью, поэтому изменение фазы равно

$$\Delta\theta = \int_s \frac{\Delta\omega}{u} \cdot dS.$$

В этом выражении величина $\Delta\theta$ определяется уже не фазовой, а групповой скоростью, поэтому и длина пути S, найденная по методу вариации частоты, оказывается совершенно такой же, как найденная по второму импульсному методу. Таким образом, действующая высота H_e, определяемая всеми тремя методами, для данной частоты ω одна и та же. Она равна высоте равнобедренного треугольника, две равные стороны которого равны произведению из скорости света c на время Δt, затрачиваемое импульсом колебаний частоты ω, распространяющимся с групповой скоростью по реальному пути S.

Метод определения высоты слоев с помощью вариации частоты в настоящее время почти совсем не применяется. Отказ от него вызван тем, что при отражении колебаний от нескольких слоев одновременно, или при многократных отражениях колебаний от земли и от слоя, картина изменений напряженности поля, получаемая в точке приема при изменении частоты, оказывается настолько сложной и запутанной, что определить из нее действующие высоты одного или нескольких слоев почти невозможно.

Все рассмотренные нами методы измерения высоты слоев ионосферы не дают возможности определить истинную высоту над землей верхней точки траектории луча, а значит, и ту высоту, на которой находится данная электронная концентрация. Однако, в большинстве случаев разница между истинной и действующей высотой слоев невелика. Вместе с тем переход от действующих высот, получаемых в результате измерений, к истинным требует введения дополнительных более или менее произвольных предположений относительно закона изменения электронной концентрации с высотой. Чтобы избежать этого в публикуемых в настоящее время данных по состоянию ионосферы, приводятся не истинные, а действующие высоты, определенные на разных частотах для случая нормального падения колебаний на поверхность слоя ($\varphi_0 = 0$).

Несмотря на некоторую условность действующих высот и их зависимость от частоты и от величины того угла φ_0, под которым колебания падают на поверхность ионосферы, все же в ряде случаев действующие высоты позволяют сделать ряд заключений о реальных путях распространения радиоволн. Например, действующие высоты позволяют найти то расстояние r, на котором вернутся обратно на землю колебания, посланные передающей антенной под заданным углом φ_0 (рис. 18). Наконец, расширив теорему Брейта и Тюва, можно использовать действующие высоты, найденные на одних частотах для построения путей распространения колебаний и на других частотах.

Дополнение к теореме Брейта и Тюва можно кратко формулировать следующим образом [35].

„Если реальные высоты отражения колебаний H_c различных частот равны, то равны и соответствующие им действующие высоты H_e".

Вывод этого дополнения следующий:

Пусть колебания двух частот ω_1 и ω_2 вступают в ионосферу под углами φ_{01} и φ_{02} (рис. 21) и в точках C_1 и C_2, находящихся на одинаковой высоте, H_c становятся параллельными земле. Можно доказать, что тогда действующие высоты H_{e1} и H_{e2} для этих колебаний также одинаковы.

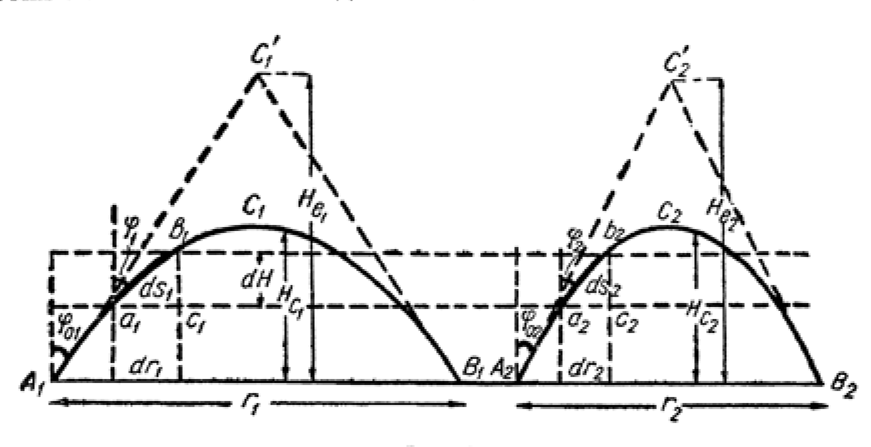


Рис. 21.

Обозначим горизонтальные проекции траекторий $A_1C_1B_1$ и $A_2C_2B_2$ через r_1 и r_2. Тогда

$$\left.\begin{aligned} H_{e1} &= r_1 \operatorname{ctg} \varphi_{01} \\ H_{e2} &= r_2 \operatorname{ctg} \varphi_{02} \end{aligned}\right\} \qquad (85)$$

Разделим обе траектории на ряд участков горизонтальными плоскостями, находящимися на равных расстояниях dH одна от другой, и найдем, чему равны горизонтальные проекции dr_1 и dr_2 элементов dS_1 и dS_2 обеих траекторий, заключенных между этими параллельными плоскостями.

Из треугольников $a_1b_1c_1$ и $a_2b_2c_2$ находим:

$$dr_1 = \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot dH,$$

$$dr_2 = \operatorname{tg} \varphi_2 \cdot dH.$$

По ур-нию (65а):

$$\sin \varphi_{01} = \sin \varphi_1 \cdot \sqrt{1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_1^2}},$$

$$\sin \varphi_{02} = \sin \varphi_2 \cdot \sqrt{1 - 4\pi N \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_2^2}}.$$

Мы рассматриваем участки траекторий, находящиеся на одинаковой высоте. Поэтому электронная концентрация N в обоих

равенствах должна быть одинаковой. Из этих равенств следует, что:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \operatorname{tg}\varphi_{01}\cdot\frac{1}{\sqrt{1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega_1{}^2\cos^2\varphi_{01}}}},$$

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = \operatorname{tg}\varphi_{02}\cdot\frac{1}{\sqrt{1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega_2{}^2\cos^2\varphi_{02}}}},$$

поэтому

$$\frac{dr_1}{dr_2} = \frac{\operatorname{tg}\varphi_{01}}{\operatorname{tg}\varphi_{02}}\cdot\frac{\sqrt{1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega_2{}^2\cos^2\varphi_{02}}}}{\sqrt{1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega_1{}^2\cos^2\varphi_{01}}}}.$$

В верхних точках траекторий C_1 и C_2

$$\sin\varphi_{01} = \sqrt{1-4\pi N_c\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega_1{}^2}},$$

$$\sin\varphi_{02} = \sqrt{1-4\pi N_c\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega_2{}^2}}.$$

Возводя в квадрат последние равенства, мы находим

$$4\pi\frac{e^2}{m}\cdot N_c = \omega_1{}^2\cos^2\varphi_{01} = \omega_2{}^2\cos^2\varphi_{02},$$

поэтому

$$\frac{dr_1}{dr_2} = \frac{\operatorname{tg}\varphi_{01}}{\operatorname{tg}\varphi_{02}}. \tag{85a}$$

Мы разбили обе траектории $A_1C_1B_1$ и $A_2C_2B_2$ на равное число элементов dS, имеющих одинаковые вертикальные проекции dH, и показали, что горизонтальные проекции этих элементов dr находятся в указанном выше отношении (85а). Поэтому горизонтальные проекции обеих траекторий должны находиться в том же самом отношении

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{\operatorname{tg}\varphi_{01}}{\operatorname{tg}\varphi_{02}}.$$

Но тогда

$$r_1\operatorname{ctg}\varphi_{01} = r_2\operatorname{ctg}\varphi_{02}$$

и из равенства (85) следует, что

$$H_{e1} = H_{e2}.$$

В заключение рассмотрим несколько частных случаев распределения электронной концентрации с высотой и найдем для них разность между реальной высотой верхней точки траектории луча H_c и действующей высотой H_e.

Рассмотрим случай, когда высота слоев ионосферы измеряется импульсным методом, причем передающая и приемная

установки находятся рядом. Тогда (рис. 18) $r=0$ и $\varphi_0=0$. Поэтому условие отражения этого импульса от ионосферы согласно ф-ле (66)

$$\sin\varphi_0 \approx \frac{R+H_{max}}{R}\cdot\sqrt{1-4\pi N_c\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega^2}}=0.$$

Приближенность этого равенства заключается в том, что в нем мы считаем влияние поглощения на коэфициент преломления в ионосфере ничтожным и потому

$$n\approx\sqrt{\varepsilon}=\sqrt{1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\frac{1}{\omega^2}}.$$

Кроме того, мы пренебрегаем в нем частотой столкновений электронов ν рядом с частотой колебаний ω, полагая, что $\omega\gg\nu$. Сделанные нами пренебрежения в большинстве реальных случаев вполне допустимы.

Из выражения (66) следует, что электронная концентрация N_c в верхней точке, которую достигнет импульс частоты ω, должна быть

$$N_c=\frac{\omega^2}{4\pi\cdot\frac{e^2}{m}}.$$

Иначе импульс не отразится, а пройдет сквозь ионосферу.

В реальных условиях импульс, излученный передающей установкой, распространяется сначала в воздухе и, лишь достигнув определенной высоты H_0, попадает в ионизированную среду. На участке от поверхности земли до высоты H_0 импульс распространяется со скоростью света c, и потому на этом участке не может возникнуть никакой разницы между истинной и действующей высотой. Когда же импульс попадает в ионосферу, скорость его распространения замедляется. Время, необходимое для того, чтобы он прошел участок dH, равно

$$dt=\frac{dH}{u}=\frac{dH}{cn}=\frac{dH}{c\sqrt{1-4\pi N\cdot\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega^2}}},$$

поэтому наблюдателю, считающему, что импульс распространяется со скоростью света c, будет казаться, что за элемент времени dt импульс прошел элемент пути

$$dH'=cdt=\frac{dH}{\sqrt{1-4\pi N\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{\omega^2}}}$$

или, вводя в знаменатель величину электронной концентрации в верхней точке траектории N_c из условия (66),

$$dH'=\frac{dH}{\sqrt{1-\frac{N}{N_c}}},\qquad(86)$$

поэтому отношение кажущегося элемента пути dH' к действительно пройденному dH равно

$$\frac{dH'}{dH} = \sqrt{\frac{N_c}{N_c - N}}.$$

Для того, чтобы найти действующую высоту отражения H_e нам необходимо проинтегрировать выражение (86) в пределах от $H = H_0$ до $H = H_{max}$ и результат сложить с H_0. Для интегрирования мы должны задаться законом изменения концентрации N с высотой H, т. е. зависимостью $N = \psi(H)$. В частном случае, если предположить, что электронная концентрация изменяется линейно с высотой по закону

$$N = \frac{N_c}{H_{max} - H_0} \cdot (H - H_0),$$

интегрирование ур-ния (86) дает

$$H' = \int_{H_0}^{H_{max}} \sqrt{\frac{N_c}{N_c - N}} \cdot dH =$$

$$= \int_{H_0}^{H_{max}} \frac{dH}{\sqrt{1 - \frac{H - H_0}{H_{max} - H_0}}} = 2(H_{max} - H_0)$$

или

$$H_e = H_0 + H' = H_{max} + (H_{max} - H_0).$$

Это значит, что при линейном законе возрастания концентрации с высотой, действующая высота слоя больше истинной на величину участка, проходимого импульсом в слое. Поэтому чем резче будет изменяться концентрация N с высотой и чем ниже будет частота колебаний ω, тем меньше будут отличаться друг от друга истинная и действующая высота.

Если задаться каким-либо более сложным законом изменения концентрации N с высотой, нежели линейный, то действующую высоту можно вычислить, разбивая весь слой по вертикали на небольшие участки dH, прилагая к каждому из этих участков выражение (86) и суммируя получающиеся при этом элементы действующей высоты dH'. В качестве примера на рис. 22 приведены результаты вычислений действующих высот для импульсов различной частоты f в предположении, что электронная концентрация изменяется с высотой по закону, изображенному на том же рисунке. Из него видно, что значительное различие между высотами H_c и H_e появляется лишь на частотах, близких к критическим, т. е. к таким, которые лежат на границе между

теми частотами, которые еще могут быть отражены слоем и теми частотами, для отражения которых слой обладает уже недостаточной электронной концентрацией.

Характер распределения в ионосфере по высоте частот столкновений электронов ν известен гораздо хуже, нежели закон распределения по высоте электронной концентрации N. Если в определении N мы только не можем точно указать, насколько реальная высота H_c, на которой находится данная концентрация N, отличается от действующей H_e, получаемой экспериментально, то в отношении числа столкновений опыт дает лишь суммарный результат, позволяя найти коэфициент поглощения, являющийся произведением частоты столкновений ν, электронной концентрации и пройденного в ионосфере пути.

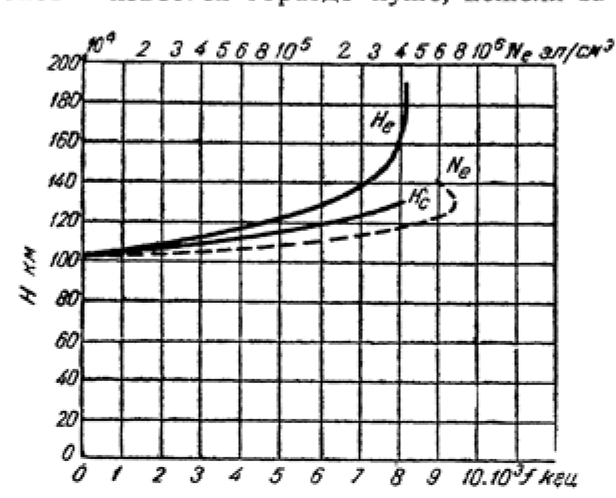


Рис. 22. Сравнение реальных H_c и действующих H_e высот ионосферы в зависимости от частоты для заданного распределения электронной концентрации.

Дело в том, что при измерениях поглощения обычно сравнивают амплитуду колебаний A_i, прошедших известный участок пути в ионосфере, с той амплитудой A_0, которую имели бы эти колебания при полном отсутствии поглощения.

Тогда

$$\frac{A_0}{A_i} = e^{\int\limits_S \delta dS},$$

где δ — коэфициент поглощения, даваемый выражением (67в), S — весь пройденный волнами путь.

Подставляя значение δ из ур-ния (67в), мы получаем

$$\ln\left(\frac{A_0}{A_i}\right) = 2\pi\frac{e^2}{m}\cdot\frac{1}{c\omega^2}\cdot\int\limits_S N\nu dS,$$

где нам в отдельности неизвестны N, ν и форма траектории.

В экспериментальных исследованиях очень часто заменяют термин „коэфициент поглощения“ термином „коэфициент отражения от ионосферы“. При этом в целях упрощения мысленно заменяют реальный процесс распространения радиоволн в ионо-

сфере фиктивным процессом их отражения от полупроводящей поверхности. „Коэфициент отражения“ выражается при этом, как

$$R = \frac{A_1}{A_0} = e^{-\int\limits_S \delta dS}.$$

Экспериментальная методика определения „коэфициента отражения“ заключается в том, что измеряется отношение амплитуд импульсов, отразившихся один раз от ионосферы, дважды, трижды и т. д. (рис. 23). Можно считать, что отражение волн от поверхности земли сопровождается весьма малыми потерями энергии, поэтому коэфициент отражения пропорционален отношению амплитуд двух последующих отражений A_1 и A_2

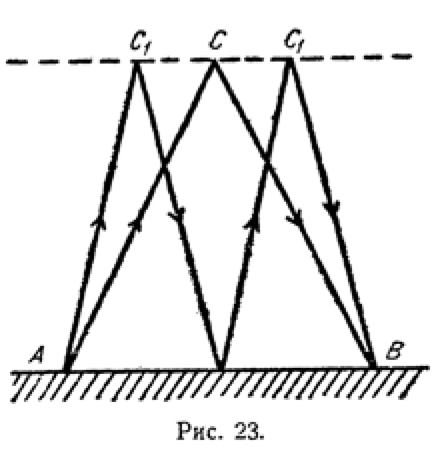


Рис. 23.

$$R = \frac{2A_2}{A_1}.$$

Коэфициент 2 входит здесь для того, чтобы учесть то уменьшение амплитуды импульса, испытавшего два отражения, которое происходит вследствие того, что пройденный им путь в 2 раза больше пути однократно отраженного импульса. Поэтому независимо от поглощения дважды отраженный импульс должен обладать вдвое меньшей амплитудой, чем однократно отраженный. В ряде случаев вместо сравнения амплитуд импульсов, испытавших разное число отражений от ионосферы, для определения „коэфициента отражения“ сравнивают амплитуды колебаний, отраженных от ионосферы, с амплитудами колебаний, пришедших на приемную установку вдоль поверхности земли. Этот способ особенно применим тогда, когда исследуется изменение величины коэфициента отражения, абсолютные же значения этого коэфициента представляют лишь второстепенный интерес.

Г Л А В А X

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ ИОНОСФЕРЫ

Как уже говорилось в предыдущей главе, в настоящее время для измерений высоты слоев ионосферы и их электронной концентрации применяется исключительно метод коротких импульсов. Этот метод вытеснил остальные, благодаря большой точности,

относительной простоте и обеспечиваемой им возможности вести непрерывную фотографическую регистрацию высоты слоев.

Приводим краткое описание главнейших элементов измерительной аппаратуры, применяемой в этом методе, и методику ее использования.

Принципиально всякая импульсная установка для измерений высоты слоев ионосферы состоит из следующих элементов [36], [37], [39], [40]:

а) передатчика, излучающего колебания на заданной волне;

б) модулятора, служащего для того, чтобы разбить излучение передатчика на ряд весьма коротких (порядка 10^{-4} сек.) импульсов;

в) приемника, служащего для приема этих импульсов, распространяющихся вдоль земли и отражающихся от ионосферы;

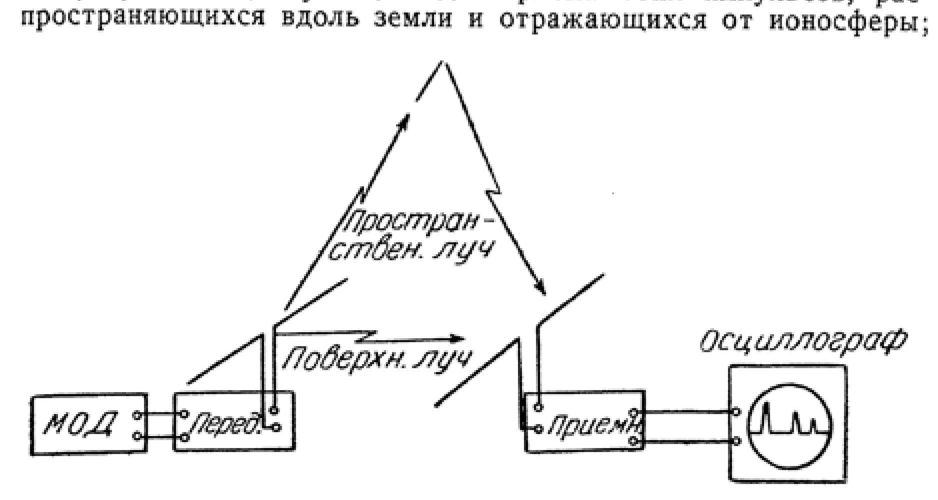


Рис. 24. Принцип действия установки для измерений высоты слоев ионосферы.

г) осциллографа, служащего для наблюдения интервалов между „земными" и „отраженными" импульсами, по которым определяется высота отражений;

д) передающей и приемной антенн.

Схематически взаимное расположение этих основных элементов установки дано на рис. 24.

Передатчик обычно берется однокаскадный самовозбуждающийся. Выбор схемы обусловлен стремлением по возможности упростить передатчик в особенности в тех случаях, когда измерения высоты отражений ведутся в широком плавном диапазоне частот и передатчик непрерывно перестраивается. Мощность передатчика имеет порядок от нескольких сотен ватт, до одного-двух киловатт.

Модулятор представляет собой ламповую схему, создающую весьма короткие и редкие импульсы, отпирающие цепь сетки передатчика. Частота импульсов синхронизируется общей цепью

для модулятора и для цепи развертки осциллографа на выходе приемника.

Основными требованиями, предъявляемыми к приемнику, являются: пропускание достаточно широкой полосы частот, обеспечивающей неискаженный прием коротких импульсов передатчика, легкость и быстрота перестройки в тех случаях, когда измерения ведутся на плавном диапазоне, и достаточно мощный выход, способный создать заметное отклонение светового пятна осциллографа.

На выходе приемника в настоящее время применяются почти исключительно электронно-лучевые осциллографы. С помощью одной из развертывающих схем, широко используемых в практике радиоизмерений, обеспечивается линейное или круговое движение пятна на экране осциллографа, синхронизируемое общей цепью с модулятором передатчика. На этой развертке поверхностный и пространственный (отраженный) импульсы изображаются в виде выступов (рис. 19). Зная скорость движения пятна по развертке и расстояние между выступами, соответствующими поверхностному и отраженному импульсам, по времени запаздывания отраженного импульса находят высоту отражения. Антенны передатчика и приемника чаще всего устраиваются в виде горизонтальных диполей с целью обеспечить наилучший прием отраженных импульсов, круто падающих сверху.

Первоначально передающая и приемная установки располагались на известном расстоянии друг от друга. Постепенным усовершенствованием схем, главным образом, приемника, в последних установках удалось добиться возможности располагать их рядом, что крайне облегчает настройку и обслуживание. Такое близкое расположение передатчика и приемника возможно потому, что в тот момент, когда приемник должен обнаружить сравнительно слабый отраженный импульс, передатчик заперт и не создает помех радиоприему. Помеха же в момент излучения передатчика может быть сама использована как основной земной импульс.

В настоящее время измерения высоты отражения радиоволн от ионосферы производятся двояким образом:

а) измеряется высота отражений на определенной фиксированной частоте в зависимости от времени. В этом случае результаты измерений дают только изменения высоты расположения над землей области ионосферы с какой-либо определенной электронной концентрацией;

б) измеряется высота отражений в зависимости от частоты. В этом случае измерения представляют собой ряд серий, повторяющихся через определенные промежутки времени, причем результаты каждой серии позволяют составить представление о разрезе ионосферы по вертикали, о максимальной электронной концентрации в данное время, о ее изменениях и т. д. Словом, измерения второго типа дают значительно более полный мате-

риал. Однако, сами установки для получения зависимости $N = \psi(H)$ несравненно сложнее, чем установки первого типа. Поэтому, если измерения высот отражений на фиксированных частотах производятся во многих пунктах на земном шаре, то измерения высот отражений в широком диапазоне частот ведутся пока еще в весьма ограниченном числе пунктов.

Рассмотрим основные элементы одной из наиболее характерных установок для измерений высоты отражений импульсов от ионосферы на плавном диапазоне частот. Эта установка разработана и установлена в Австралии в университете города Сиднея [41]. Другие установки, имеющиеся в других местах и служащие для той же цели, отличаются лишь конструктивными и электрическими данными от описываемой ниже, сохраняя те же принципиальные черты.

Генератор и модулятор

Генератор имеет мощность 400 *вт* (рис. 25), собран по двухтактной схеме и работает на самовозбуждении.

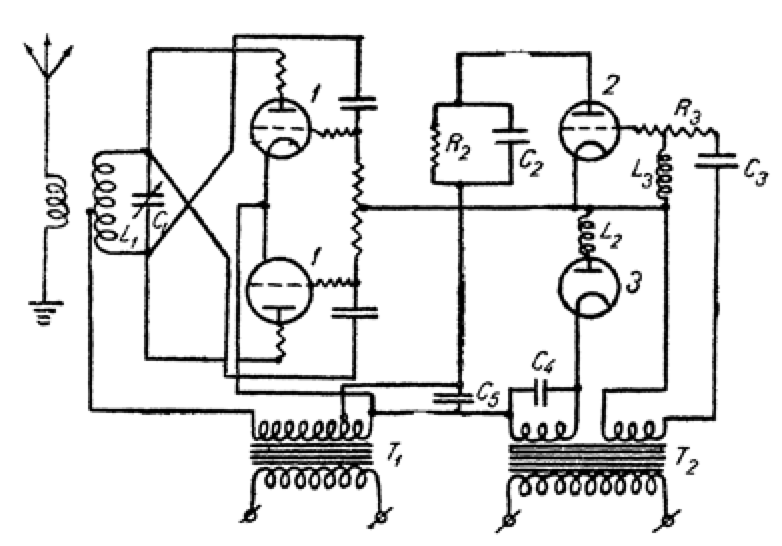


Рис. 25. Принципиальная схема передатчика для ионосферных измерений (Вуд).

Во время работы частота генератора плавно изменяется от 1,6 до 10 *мггц* вращением с помощью мотора конденсатора C_1 колебательного контура. Кроме того, ввиду невозможности перекрыть изменением емкости одного конденсатора колебательного контура весь указанный выше диапазон частот, генератор имеет два сменных контура, причем переключение их производится автоматически после того, как емкость конденсатора первого контура достигла максимального значения.

Время прохождения всего диапазона от 1,6 до 10 *мгц* равно пяти минутам.

Принцип работы генератора вместе с модулятором заключается в следующем.

Аноды генераторных ламп питаются через трансформатор T_1 от городской сети. На сетки генераторных ламп подается переменное смещение с помощью одной из обмоток трансформатора T_2, причем это смещение сдвинуто на 180° относительно напряжения анода. Таким образом, когда напряжение на анодах ламп генератора положительно, на сетки этих ламп дан такой большой отрицательный сдвиг, что схема не генерирует. Не

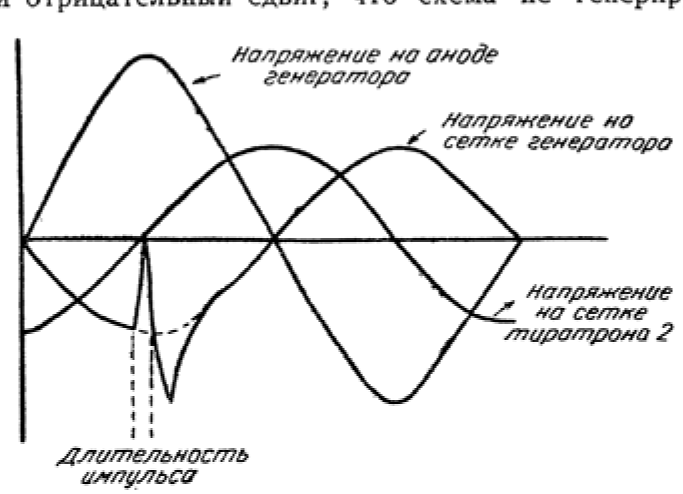


Рис. 26. Изменения напряжений в различных элементах передатчика ионосферной установки (Вуд).

генерирует она и тогда, когда напряжение на анодах ламп генератора отрицательно, а на сетках положительно. Чтобы избежать в последнем случае большого сеточного тока, в цепь сеток включен газовый диод *3*, который препятствует прохождению сеточного тока. В схеме имеется еще тиратрон *2*, назначением которого является отпирать генератор на весьма короткие промежутки времени. Это достигается следующим образом.

Цепь сетки тиратрона *2* питается от трансформатора T_2 со сдвигом фаз в 90° относительно напряжения анода генератора. Сдвиг фаз в 90° достигается с помощью емкости C_3 и сопротивления R_3. В цепи анода тиратрона *2* включены параллельно емкость C_2 и сопротивление R_2. Кроме того, последовательно с диодом *3* включена индуктивность L_2. Благодаря этим элементам схемы основной ход напряжений на анодах и сетках генератора нарушается (рис. 26). В момент, когда питающее напряжение на анодах ламп генератора достигает максимального положительного, а на сетках—максимального отрицательного значения,

напряжение на сетке тиратрона 2 проходит через 0 и становится положительным. Тиратрон 2 шунтирует собой диод 3 и создает на сетках генераторных ламп слегка положительное напряжение, вследствие чего лампы 1 начинают генерировать. Однако, как только тиратрон 2 становится проводящим, конденсатор C_2 оказывается включенным последовательно с индуктивностью L_2. В контуре L_2C_2 возникают колебания и конденсатор C_2 заряжается так, что его обкладка, соединенная с анодом тиратрона 2, оказывается под отрицательным потенциалом. Вследствие этого ток через тиратрон 2 прекращается, на сетках генераторных ламп вновь устанавливается отрицательное смещение и генерирование прекращается. Конденсатор C_2 в это время медленно разряжается через сопротивление R_2. Подбором емкости C_2 и индуктивности L_2 удается добиться того, что схема отпирается всего лишь на $2 \cdot 10^{-4}$ сек. и излучает короткий острый импульс колебаний высокой частоты.

Приемник

По схеме приемник не представляет особого интереса. Он имеет смеситель-пентагрид, две ступени промежуточной частоты, двойной диод-пентод в качестве второго детектора и пентод в каскаде низкой частоты. Так же, как и в генераторе, весь диапазон 1,6 — 10 *мггц* перекрывается двумя сменными входными блоками, подключаемыми вместе с лампами (пентагрид), один вслед за другим. Промежуточная частота выбрана 400 *кгц*, причем ширина полосы приемника равна, примерно, 20 *кгц*, что обеспечивает неискаженный прием импульсов.

Наиболее сложной частью, как в приемнике, так и в генераторе являются конденсаторные блоки. Они сконструированы и подогнаны таким образом, чтобы при синхронном вращении передающего и приемного блоков частота, излучаемая генератором, всегда попадала в полосу приемника. Если принять во внимание, что это должно быть обеспечено вплоть до частоты 10 *мггц* при полосе приемника в 20 *кгц*, то видно, что необходимая подгонка двух блоков конденсаторов должна быть сделана с точностью порядка 1—2%, что во всем диапазоне безусловно является достаточно трудным делом. Во время измерений блок конденсаторов генератора и блок приемника вращаются от отдельных моторов, скорости которых предварительно выравниваются.

Антенное устройство

У передатчика и у приемника антенны представляют собой три горизонтальных диполя на различные волны, соединенных параллельно.

Регистрирующая часть

Регистрирующая часть (рис. 27) представляет собой электронно-лучевой осциллограф, питаемый с выхода приемника. Перед экраном осциллографа расположена фотокамера с непрерывно

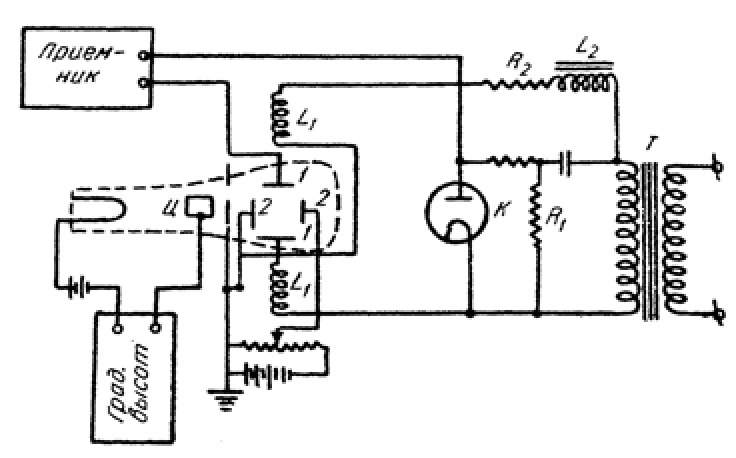


Рис. 27. Принципиальная схема развертки на выходе приемника ионосферной установки (Вуд).

движущейся кинопленкой, на которой и регистрируются высоты отражений импульсов.

Ввиду того, что эта часть имеет ряд интересных деталей, характерных для большинства ионосферных установок, мы остановимся на ее описании несколько более подробно.

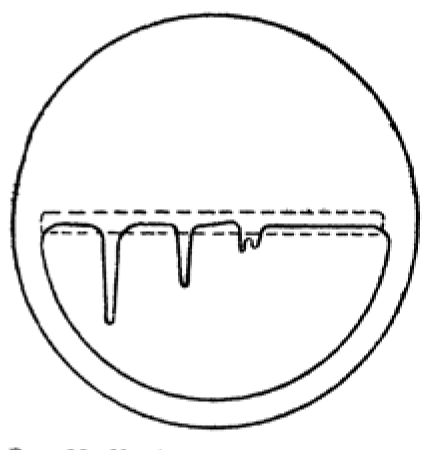
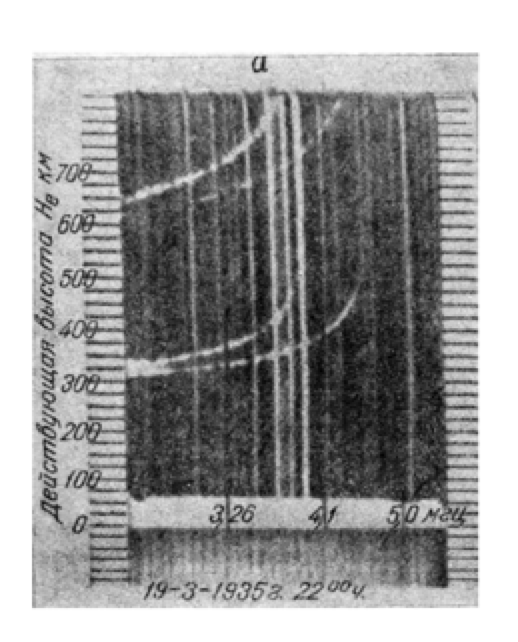
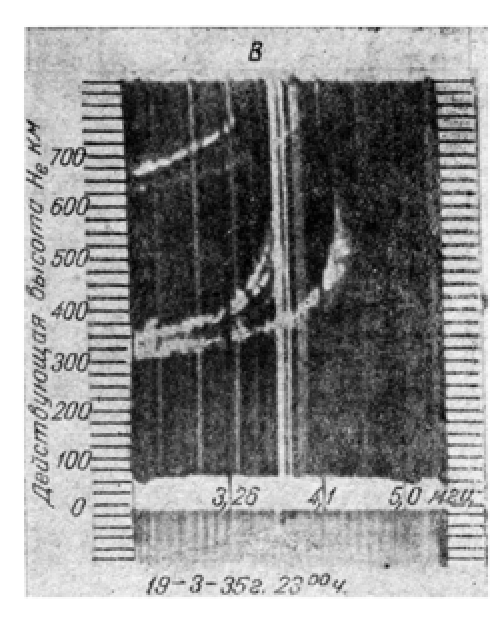


Рис. 28. Изображение на экране катодного осциллографа ионосферной установки (Вуд).

Выход приемника включен последовательно в цепь одной пары пластин (1 — 1) электронно-лучевого осциллографа. Последовательно в ту же цепь включен наполненный газом диод K, шунтированный сопротивлением R_1. Для того, чтобы создать отклонение пятна осциллографа перпендикулярно отклонению, происходящему под действием импульсов приемника, кроме пластин (1 — 1), на электронный пучок действует поле катушек L_1, питаемых с некоторым сдвигом фаз от трансформатора T, дающего анодное напряжение диоду K. Первичная обмотка этого трансформатора питается от того же источника переменного тока, который управляет модулятором у передатчика. Таким образом, раз-





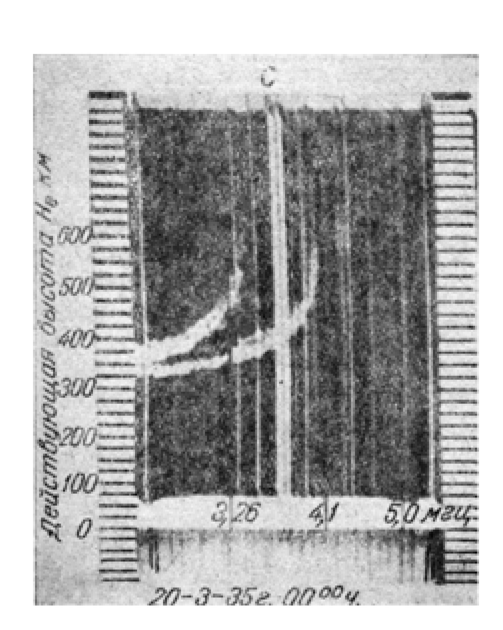




Рис. 29. Примеры автоматической фотозаписи высоты слоев ионосферы на разных частотах в разное время суток (Эппльтон).

вертка на экране осциллографа происходит синхронно с посылкой импульсов передатчиком. Форма развертки следующая. Ток, проходящий по катушкам L_1, создает непрерывно горизонтальное движение пятна. Напряжение от трансформатора T, подаваемое на пластины 1—1 через вход приемника, имеет значительную величину, когда напряжение на аноде диода K отрицательно. Когда же это напряжение становится положительным, через диод проходит ток и диод, являясь малым сопротивлением, почти накоротко шунтирует пластины 1—1. Вследствие этого во время отрицательного полупериода пятно получает вертикальное отклонение, во время же положительного оно не отклоняется в вертикальном направлении. В результате развертка приобретает характер полуокружности. Вместе с тем напряжение импульсов с выхода приемника попадает полностью на пластины 1—1 только тогда, когда через диод K проходит ток, т. е. когда пятно на экране имеет только горизонтальное движение. Поэтому полная картина развертки с изображением импульсов имеет вид, представленный на рис. 28. Непрерывное фотографирование этого изображения происходит сквозь узкую щель, изображенную на рис. 28 пунктиром, и потому на движущуюся пленку непрерывно проектируется светлая черта, прерывающаяся в тех участках, где имеются импульсы. Благодаря этому кинопленка, движущаяся в вертикальном направлении, зачерняется вся, кроме разрывов у импульсов, которые и создают в ней светлые полосы. Расстояние между полосой, соответствующей поверхностному импульсу, и полосами, соответствующими остальным импульсам, отраженным от ионосферы, в известном масштабе дает высоту отражений импульсов от ионосферы. Пример фотозаписей, полученных с помощью устройства подобного рода, дан на рис. 29.

Для того, чтобы проградуировать шкалу высот в километрах, служит специальный генератор. Он создает напряжение с частотой в несколько тысяч герц в виде узких остроконечных импульсов. Это напряжение подается на цилиндр электронно-лучевого осциллографа, который каждый раз, как на него попадает такой импульс, дефокусирует пятно. Вследствие этого все изображение на кинопленке оказывается перерезанным горизонтальными чертами, отстоящими друг от друга на долю миллисекунды по времени, т. е. на несколько десятков километров по высоте. Это позволяет отсчитывать высоты слоя сразу по фотозаписи.

Как уже говорилось, описанная здесь установка для измерений высоты ионосферы не является единственной. Другие установки, служащие для той же цели, хотя в деталях и отличаются от описанной, но принципиально имеют те же самые основные элементы и дают фотозаписи высоты слоев ионосферы такого же вида. Поэтому на описании отдельных разновидностей ионосферных установок мы здесь останавливаться не будем.

ГЛАВА XI

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО СТРОЕНИЮ ИОНОСФЕРЫ

Начало изучения строения ионосферы при помощи зондирования ее радиоволнами относится к 1927—1928 г. Исследования, начатые тогда, производились первоначально на относительно низких частотах ($7{,}5 \cdot 10^5$—10^6 *гц*). Постепенно диапазон волн, используемых для изучения ионосферы, расширялся, а сами наблюдения, единичные и разрозненные вначале, становились более систематическими, что позволило в 1930—1933 г. нарисовать более или менее подробную картину ионосферы на основе экспериментальных данных.

Однако, по мере накопления всего этого материала становилось все более и более очевидным, что структура ионосферы подвержена настолько значительным случайным изменениям, что для ее всестороннего изучения необходима постановка систематических круглосуточных наблюдений, причем эти наблюдения и измерения должны охватывать возможно более широкий спектр частот. Такие измерения начали производиться с 1933 г. в Америке[42] и несколько позднее в других странах (Англия, Австралия, Южная Америка). Накопленный к настоящему времени с помощью этих наблюдений материал дает весьма полное представление как о нормальной структуре ионосферы, так и о случайных нарушениях ее под влиянием ряда факторов, главным образом, во время магнитных бурь. Помимо этих систематических наблюдений, производящихся в широком (1—12,5 *мггц*), но все же ограниченном спектре частот, имеются также несколько более отрывочные данные по исследованиям ионосферы с помощью частот ниже 1000 *кгц* и выше 13 000—15 000 *кгц*.

Обработка экспериментальных данных по ионосфере ведется обычно в двух направлениях:

а) каждый час определяется H_e — действующая высота отражений импульсов для наиболее низкой из применяющихся во время наблюдений частот;

б) определяются так называемые „критические частоты“, отражающиеся от данного слоя также для каждого часа.

Под термином „критическая частота“ подразумевается та наиболее высокая частота, колебания которой еще могут быть отражены данной областью ионосферы при нормальном падении на ее поверхность.

По ур-нию (66) критическая частота находится из того условия, что при $\varphi_0 = 0$

$$1 - 4\pi N_{\max} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega_{cr}^2} = 0 \text{ (см. пример 2 на стр. 81)}$$

и потому сама критическая частота равна

$$f_{cr} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot N_{\max}}, \tag{87}$$

где N_{max} — максимальная концентрация зарядов в данном слое ионосферы. Понятие „критической частоты", характеризуя, как видно из (87), эту концентрацию, вместе с тем избавляет от необходимости делать предположение о том, кто является носителями зарядов — электроны или ионы. А так как в ряде случаев на этот вопрос нельзя дать совершенно определенного ответа, в особенности тогда, когда возможно существование в ионосфере смеси из электронов и отрицательных ионов, то понятие критической частоты является весьма удобным. Оно нашло широкое применение в измерениях ионосферы, почти совсем вытеснив понятие электронной или ионной концентрации, с которыми критическая частота связана ур-нием (87).

Ввиду того, что импульсы колебаний достаточно высокой частоты, отражающиеся от различных слоев ионосферы, проходят известную часть пути в ионизированной среде, в которой присутствует также постоянное магнитное поле земли, каждый из них распадается на два: один представляет собой колебания, поляризованные по кругу вправо, и носит название „необыкновенного луча" [(E_1) на рис. 14, ф-лы (74) и (75)], второй, колебания которого поляризованы по кругу влево, носит название „обыкновенного луча" [E_2 на рис. 14, ф-лы (76) и (77)]. Каждый из этих лучей в соответствии с теорией распространения электромагнитных колебаний в ионизированном газе при наличии постоянного магнитного поля распространяется со своей скоростью. Оба они отражаются от областей ионосферы, находящихся на разной высоте, и имеют различные критические частоты (см. раздвоение кривых в правой части на рис. 29). В публикуемых сводках по измерениям ионосферы [43] приводятся либо данные по обоим лучам, либо только для одного из лучей, заранее обусловленного.

Рассмотрим наиболее типичную нормальную картину строения ионосферы и суточный ход ее изменений и постараемся связать ее с теми теоретическими данными о ходе процессов в ионосфере, которые были приведены в предшествующих главах.

В ионосфере обычно существуют два или три максимума концентрации электронов, или, как их называют, два или три слоя. Эти слои носят определенные названия:

Ближайший к земле, имеющий действующую высоту $H_E = 110—130$ *км*, называется „слоем E". Находящийся над ним и располагающийся на высотах от 200 до 350 *км* и даже до 400 *км* носит название „слоя F_2". В дневные часы этот слой часто расщепляется на два, один из которых — нижний, находящийся на высотах 200—240 *км*, называется в таких случаях „слоем F_1", второй — верхний, лежащий между 230 и 350 *км*, — „слоем F_2".

Критические частоты для всех трех слоев изменяются в зависимости от времени суток (см. рис. 30[43] и 31[44]) и имеют порядок:

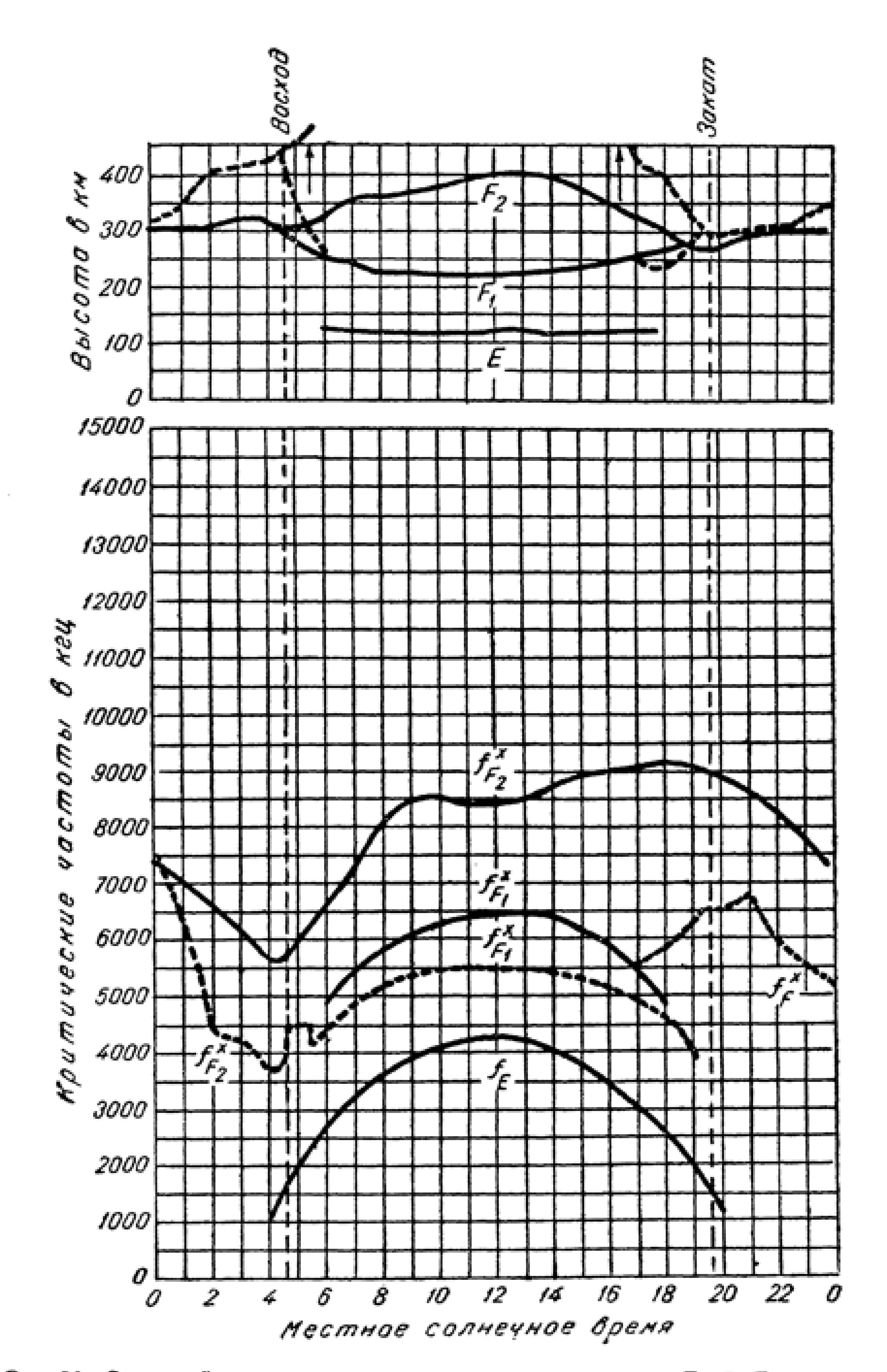


Рис. 30. Суточный ход высот и критических частот слоев E, F_1 E_2 в летние месяцы (июнь 1937 г. Вашингтон) (Джиллиланд, Керби, Смит, Реймер).

для слоя E от $f_E = 6 \cdot 10^5$ *гц* ночью, до $f_E = 3—4 \cdot 10^6$ *гц* днем; для слоя F_1, существующего только днем, $f_{F1} = 4—5 \cdot 10^6$ *гц*; для слоя F_2 критические частоты колеблются в пределах от $f_{F_2} = 10—12 \cdot 10^6$ *гц* днем, до $f_{F_2} = 3—7 \cdot 10^6$ *гц* ночью.

Более детально суточный ход высот слоев и критических частот виден на рис. 30 и 31.

Кроме того, и высоты, и критические частоты имеют годовой ход, а также изменяются вместе с 11-летним периодом активности солнца. Этих изменений мы коснемся в дальнейшем.

Чем может объясняться наличие двух или даже трех максимумов ионизации в ионосфере и тот суточный их ход по высоте и по абсолютным значениям электронной концентрации, которые получаются из экспериментальных данных?

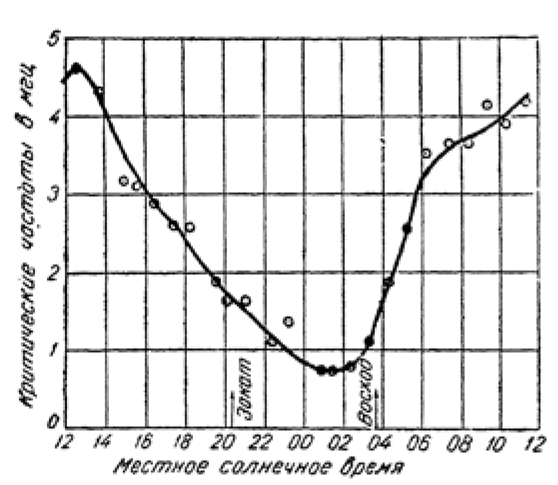


Рис. 31. Суточный ход критических частот слоя E в летние месяцы (июнь 1931 г.) (Radio Research Board).

Существование нескольких максимумов ионизации не нашло пока полностью удовлетворительного объяснения. Вероятнее всего появление их вызвано несколькими причинами:

а) различием состава земной атмосферы на разных высотах, обусловленным как „слоистым“ строением атмосферы на больших высотах, так и диссоциацией некоторых газов, главным образом, кислорода, о чем уже говорилось на стр. 14. Различие состава атмосферы приводит к тому, что вышележащие слои ионизируются и поглощают только часть солнечной радиации и пропускают некоторую долю ее, способную ионизировать область атмосферы, расположенную ниже;

б) существованием значительных изменений температуры верхних слоев атмосферы по высоте, благодаря которым по ур-нию (25б) может появиться несколько максимумов;

в) различием природы самих потоков, вызывающих ионизацию и обладающих разными коэфициентами поглощения [см. ф-лы (25)].

В частности, неоднократно выдвигалась гипотеза о том, что один из максимумов концентрации в ионосфере вызван корпускулярным потоком нейтральных или заряженных частиц, вылетающих из солнца. Хотя последняя гипотеза и не нашла до сих пор подтверждения [45], [46], тем не менее отбрасывать ее еще преждевременно.

Причиной появления двух различных областей ионизации — области E и области F — скорее всего является неоднородность состава земной атмосферы. Как уже говорилось, на высотах между 100 и 200 *км* происходит диссоциация молекул кислорода, которые под действием солнечной радиации распадаются на атомы. Имеются данные предполагать, что ионизационный потенциал атомного кислорода (13,5 *в*) выше, чем ионизационный потенциал молекулярного кислорода (12,5 *в*). Если это так, то верхние слои земной атмосферы, содержащие кислород в атомном состоянии, должны ионизироваться солнечной радиацией, обладающей длинами волн 915 Å и короче. Участок же солнечного спектра, лежащий между 915 Å (13,5 *в-эл*) и 986 Å (12,5 *в-эл*), беспрепятственно пройдет сквозь области атмосферы, содержащие атомный кислород, и окажется способным ионизировать молекулярный кислород, находящийся ниже. Возможно также, что появление области E обусловлено ионизацией не молекулярного кислорода, а какого-либо иного газа, не содержащегося в вышележащих слоях и способного ионизироваться солнечной радиацией, прошедшей сквозь слой атомного кислорода. Последнее тем более вероятно, что поглощение энергии при фотоионизации какого-либо газа должно происходить наиболее интенсивно в определенной полосе частот. Поэтому возможно проникновение в нижележащие слои атмосферы отдельных полос сравнительно высокочастотных колебаний, благодаря тому, что они не попадают в полосы поглощения газов, находящихся выше.

Появление в области F в дневные часы двух максимумов ионизации F_1 и F_2 обусловлено, повидимому, иной причиной, чем та, которая вызывает существование двух областей E и F. Одним из возможных объяснений расщепления области F можно считать изменение температуры. Днем, когда верхние слои атмосферы нагреваются солнцем вполне, можно предположить, что условие

$$kp = \frac{\frac{dT}{dH}}{T_0} \cdot \frac{p_0}{p}$$

удовлетворяется для двух значений высоты H, что и объясняет появление двух максимумов ионизации в дневные часы. Однако, это объяснение встречает ряд трудностей и весьма вероятно, что здесь действуют и иные причины.

Рассмотрим более подробно строение и ход электронной и ионной концентрации в отдельных слоях ионосферы.

Слой E

Как видно на рис. 30, 32, 37 и 43, высота этого слоя удерживается постоянной (порядка 110—130 *км*) вне зависимости от времени года. Значения критических частот для этого слоя изменяются от 3,5—4 *мгц* днем, до 7,5—6 · 10⁵ *гц* ночью.

Если предположить, что слой E содержит преимущественно электроны, то их число должно колебаться в пределах от $1{,}5 \cdot 10^5$ *эл/см³* днем до $5 \cdot 10^3$ *эл/см³* ночью.

Однако, весьма вероятно, что слой E содержит значительное количество ионов. В пользу этого говорит то обстоятельство, что в слое E часто не наблюдается расщепления колебаний на обыкновенный и необыкновенный лучи[45]. Как известно (см. гл. X),

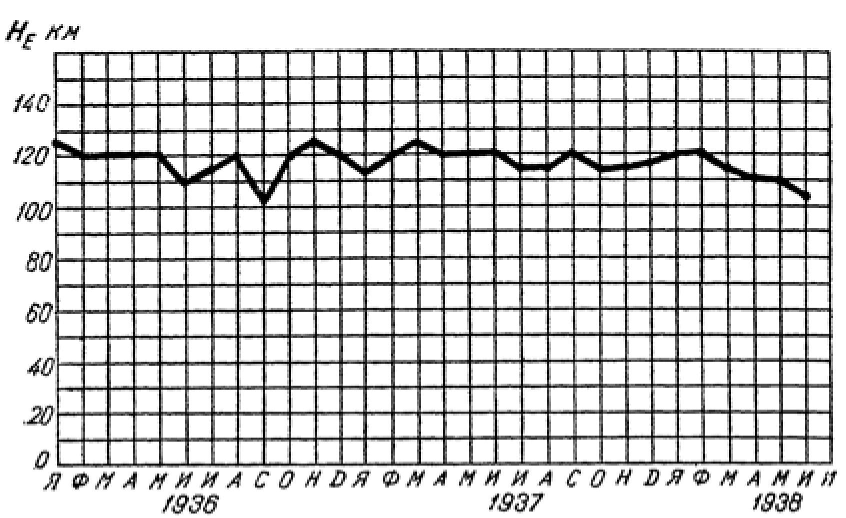


Рис. 32. Средние месячные значения действующей высоты слоя E в Вашингтоне с 1936 г. по 1938 г.

частоты этих лучей, отражающихся от области одной и той же концентрации N, должны отличаться друг от друга на величину

$$2h = 2H \frac{e}{m} \cdot$$

Если отражающая область состоит из электронов, для которых отношение $\frac{e}{m}$ является большой величиной, то разность критических частот обыкновенного и необыкновенного лучей может быть обнаружена экспериментально. Например, для слоя F_2, безусловно содержащего электроны, разность частот этих лучей, обнаруженная экспериментально, равна $8 \cdot 10^5$ *гц*[42]. Если же отражающая область состоит из ионов, обладающих весьма большой, по сравнению с электронами, массой, то разность $2H \frac{e}{m}$ экспериментально обнаружена быть не может. Например, для ионов молекулярного кислорода в тех же условиях, что для слоя F_2, разность частот должна быть равна всего $2h = 14$ *гц*, что, конечно, не может быть обнаружено.

Ввиду того, что действие ионов на распространение радиоволн во столько же раз меньше, нежели влияние электронов,

во сколько раз масса иона больше массы электрона [см. ур-ния (55) и (54)], то для того, чтобы отражать критические частоты слой E в случае ионной структуры должен содержать от $4{,}5 \cdot 10^9$ ионов днем до $1{,}5 \cdot 10^8$ ионов ночью. Такой порядок числа свободных зарядов в 1 $см^3$ слоя E довольно хорошо согласуется с тем, который необходим для объяснения вариаций земного магнитного поля, необъяснимых, если считать слой E состоящим только из электронов.



Рис. 33. Изменения средних значений действующей высоты слоя E в дневные часы (Вашингтон, 1935—1938 гг.).

Средний ход высот и ионизации слоя E в светлое время суток изображен на рис. 33 и 34. Он обладает следующими характерными особенностями:

а) Как уже говорилось, высота слоя H_E все освещенное время суток остается почти неизменной. Это указывает на то, что температура слоя в этой области изменяется очень мало [см. ур-ние (26)]. Отсутствие заметного уменьшения высоты слоя в середине дня, которое могло бы происходить вследствие более отвесного падения солнечных лучей по уравнению

$$H_{m2} - H_{m1} = - H_T \ln(\cos\varphi), \quad (31a)$$

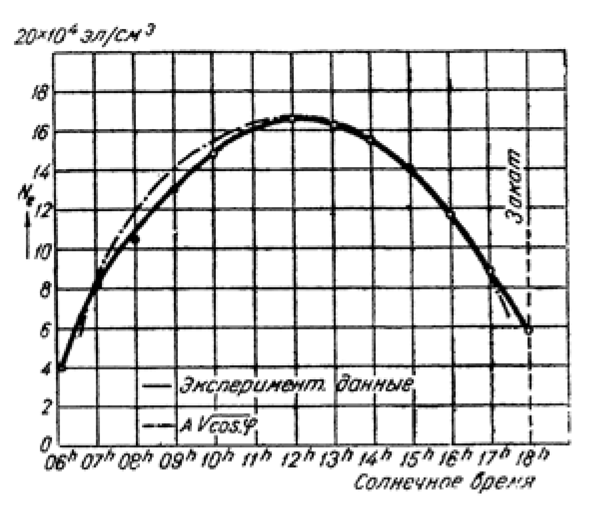


Рис. 34. Изменения средних значений электронной концентрации слоя E в дневные часы (Вашингтон, 1935—1938 гг.).

объясняется, повидимому тем, что это понижение имеет весьма малую абсолютную величину и, кроме того, возможно, частично компенсируется тем подъемом, который мог бы происходить вследствие небольшого повышения температуры слоя по ур-нию (26).

б) Как видно из рис. 34, ионизация слоя E, которая может быть получена из критических частот по уравнению

$$N = \frac{4\pi^2 f_{cr}^2}{4\pi \frac{e^2}{m}} = \frac{4\pi^2 f_{cr}^2}{3,19 \cdot 10^9},$$

где e — величина,
m — масса заряда,
а f_{cr} — критическая частота;
имеет симметричный ход по отношению к местному полудню.

Это может быть объяснено только весьма большим значением эффективного коэфициента рекомбинации α_e, благодаря которому динамическое равновесие между количеством вновь появляющихся и исчезающих зарядов устанавливается почти мгновенно вслед за изменением высоты солнца [см. ур-ние (38а)].

Порядок коэфициента рекомбинации α_e можно получить на основании следующих рассуждений. Если взять относительное изменение ионизации $\frac{\Delta N_e}{N_e}$ в течение последнего часа перед закатом солнца, то оно в среднем равно

$$\frac{\Delta N_e}{N_e} \cong 0,41$$

при средней величине ионизации в этот период $N_e = 7,3 \cdot 10^4$ *эл/см*^{3}. Предположим, что освещение слоя солнцем прекратилось мгновенно за час до действительного заката. Тогда в течение этого часа ионизация должна была бы падать быстрее, чем она падает в действительности, когда слой все же освещается солнцем. Поэтому, если мы будем считать, что наблюдаемое в действительности за последний час до заката падение ионизации происходит в полной темноте, мы получим преуменьшенное значение коэфициента рекомбинации. Это значение можно вычислить по формуле

$$N_e - \Delta N_e = \frac{N_e}{1 + \alpha_e N_e t}. \tag{39}$$

Подставляя в нее значения ΔN_e, N_e и $t = 3600$ сек., получаем

$$\alpha_e = 1,6 \cdot 10^{-9}.$$

Это значение α_e — наименьшее из возможных. Весьма вероятно, что действительное значение α_e в несколько раз больше рассчитанного, и потому мы не сделаем большой ошибки, полагая в дальнейшем, приближенно

$$\alpha_e = 5 \cdot 10^{-9} - 10^{-8}.$$

Как будет видно дальше, коэфициент рекомбинации в слое F_2 должен иметь порядок $\alpha_{F_2} = 10^{-10}$. Вместе с тем нет никаких оснований предполагать, чтобы сам по себе коэфициент рекомбинации электронов и положительных ионов столь сильно отличался для областей E и F_2. Поэтому следует предположить, что увеличение коэфициента рекомбинации в слое E только кажущееся. Оно обязано своим происхождением тому, что количество положительных ионов больше числа электронов, а электроны исчезают не столько в силу рекомбинации, с положительными зарядами, сколько в результате образования отрицательных тяжелых ионов с нейтральными частицами.

Как видно из ур-ния (45б), „действующим" значением коэфициента рекомбинации в этом случае является

$$\alpha_e = \gamma + (\alpha - \gamma) \cdot \frac{N_e}{N_+}.$$

Эта величина и имеет порядок $5 \cdot 10^{-9}$, который мы нашли из экспериментальных кривых. Таким образом, величина коэфициента рекомбинации в области E приводит нас так же, как и другие рассуждения, к необходимости предположить наличие в этой области большого количества ионов. Вполне вероятно, что наблюдаемые в слое E ночью значения концентрации зарядов, имеющие порядок $N_e \cong 10^4$ *эл/см*^{3}, в действительности не электронного, а ионного происхождения и потому равны $N_i \cong 6 \cdot 10^8$ *ион/см*.

Днем к этому количеству ионов примешивается некоторое количество электронов, которые, благодаря меньшей массе, играют в это время преобладающую роль. Ночью можно предполагать, что слой E состоит в основном из ионов.

Ход ионизации слоя E в дневные часы, как уже говорилось, симметричен относительно полудня. Мало того, ход электронной концентрации в светлое время суток хорошо описывается зависимостью

$$N_e = A\sqrt{\cos\varphi},$$

где A — некоторая постоянная величина,

а φ — зенитный угол солнца (рис. 34).

Это полностью подтверждает теоретические положения, согласно которым при больших значениях α_e в каждый данный момент

$$N_e = \sqrt{\frac{J}{\alpha_e}}. \qquad (38)$$

А так как, в свою очередь, интенсивность ионизации J пропорциональна $\cos\varphi$, т. е.

$$J = J_0 \cos\varphi, \qquad (32в)$$

то вполне естественно, что

$$N_e = \sqrt{\frac{J_0}{\alpha_e}} \cdot \sqrt{\cos\varphi} = A\sqrt{\cos\varphi}.$$

Если в последнее уравнение подставить значения N_e и α_e, наблюдаемые экспериментально, то максимальная интенсивность ионизации для слоя E должна быть порядка

$$J_{0E} \cong 200 - 300 \text{ эл/см}^3\text{сек.}$$

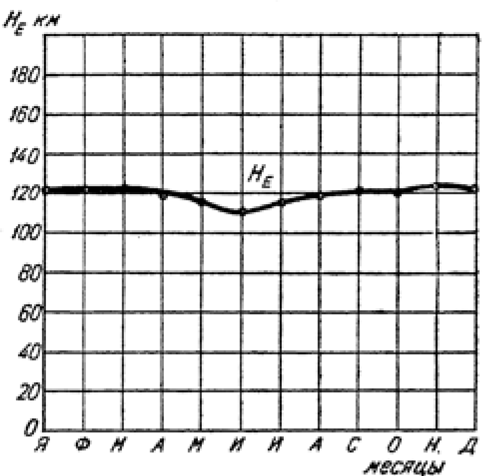


Рис. 35. Средний годовой ход высоты слоя E в полдень (Вашингтон, 1934—1938 гг.).

Годовой ход высот и ионизации слоя E изображен на рис. 35 и 36, где приведены средние значения за период 1934—1938 г. Эти данные показывают, что высота слоя E удерживается в пределах 110—130 *км*, причем в летние месяцы она немного уменьшается, в зимние — увеличивается. Это хорошо согласуется с теоретическими положениями, по которым

$$H_{m\varphi} - H_{m0} = -H_T \ln(\cos\varphi), \tag{31a}$$

откуда

$$H_{m1} - H_{m2} = H_T \ln\left(\frac{\cos\varphi_2}{\cos\varphi_1}\right).$$

Полагая состав слоя E таким же, как состав атмосферы на земной поверхности и считая $T = 300°$ K, $H_T = 8{,}8$ *км*, найдем, что так как для Вашингтона, где получены приведенные на рис. 35 данные, зимой $\varphi_1 = 63°$ и летом $\varphi_2 = 17°$, то

$$H_{m1} - H_{m2} = \\ = 8{,}8 \ln(2{,}1) = 6{,}5 \text{ км}.$$

Рис. 36. Средний годовой ход критических частот слоя E в полдень (Вашингтон, 1934—1938 гг.).

Таким образом, найденные экспериментально изменения высоты слоя летом и зимой (рис. 35) немного больше тех, которые следовало ожидать на основе теоретических соображений. Однако, расхождение, имеющееся здесь, может быть объяснено недостаточно точными данными измерений и недостаточно точным знанием температуры слоя E.

Годовой ход ионизации слоя E (рис. 36) совпадает по своему характеру с ходом высоты солнца над горизонтом. На основании теоретических соображений следовало бы ожидать, что для дневных часов

$$\frac{f_{E з}}{f_{E л}} = \sqrt{\frac{\cos \varphi_1}{\cos \varphi_2}} = 0{,}83.$$

Данные рис. 36 показывают, что

$$\frac{f_{E з}}{f_{E л}} = 0{,}818.$$

Это очень хорошо согласуется с теоретическими данными Единственно, что пока остается не вполне выясненным, — это та составная часть атмосферы, ионизация которой образует слой E. Несомненно, однако, то, что ионизация этой компоненты происходит под действием ультрафиолетовой части солнечного спектра.

Помимо суточного и годового хода, ионизация слоя E совершает еще 11-летний цикл, связанный с таким же циклом солнечной деятельности. На этом вопросе мы остановимся несколько дальше, когда мы будем рассматривать 11-летний цикл всех слоев ионосферы.

В заключение приводим краткую сводку наиболее характерных данных по слою E (табл. 11).

Таблица 11

Краткая характеристика слоя E

1. Высота	110—125 *км* днем, 95—110 *км* ночью
2. Критические частоты	3000—4000 *кгц* днем, 600—800 *кгц* ночью
3. Электронная концентрация	днем $N_e = 10^5 — 2 \cdot 10^5$ *эл/см*³, ночью N_e близко к нулю
4. Ионная концентрация	$N_i — 10^7 — 10^{-8}$ *ион/см*³ круглые сутки
5. Коэфициент рекомбинации . . .	α_e порядка $5 \cdot 10^{-9}$ - 10^{-9}.

Слой F_2 и F_1

Происхождение слоя F_2, располагающегося на высотах от 230 до 400 *км*; повидимому обусловлено ионизацией атомного кислорода.

Слой F_2 в основном состоит из свободных электронов, а не из ионов, так как в нем наблюдается явно выраженное магнетоионное расщепление на обыкновенный и необыкновенный лучи с расстоянием между ними по частоте $2h = 800$ *кгц*.

Суточный и годовой ход высот и ионизации этого слоя значительно отличается от поведения слоя E и требует особо

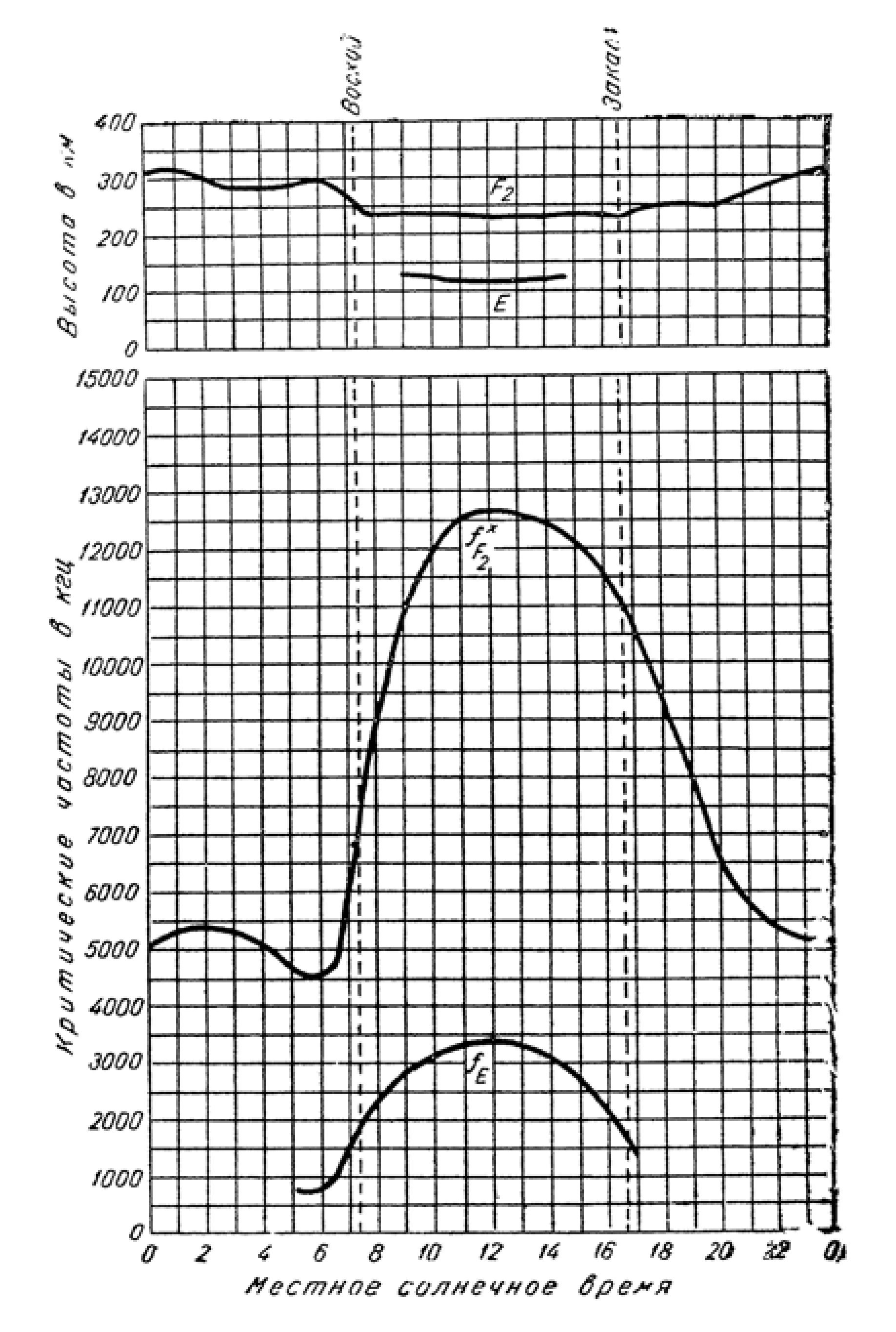


Рис. 37. Суточный ход высот и критических частот слоев E и F_2 в зимнее время (декабрь 1936 г., Вашингтон) (Джиллиланд, Керби, Смит, Реймер).

детального рассмотрения, тем более, что слой F_2 играет исключительно важную роль в распространении коротких волн.

Наиболее закономерный суточный ход высот и ионизации слоя F_2 наблюдается в зимние месяцы. В качестве примера такого хода на рис. 37 даны кривые средних значений этих величин за декабрь 1936 г.

Типичными чертами зимней характеристики слоя F_2 являются:

1. Сильное возрастание ионизации в дневные часы, достигающей максимума после полудня и вообще имеющей ход с

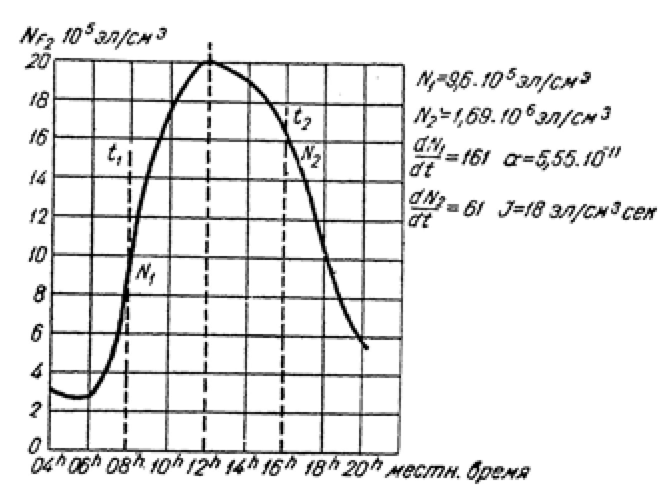


Рис. 38. Пример определения коэфициента рекомбинации слоя F_2 по экспериментальной кривой.

явно выраженным запаздыванием по сравнению с высотой солнца.

2. Уменьшение высоты слоя в дневные часы и увеличение ее в ночные часы.

3. Максимальная ионизация имеет днем значения порядка $6 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$ *эл/см³* (различные значения соответствуют разным годам), что соответствует критическим частотам 7000 — 13 000 *кгц*. К концу ночи ионизация падает до $1{,}5 \cdot 10^5 - 2{,}5 \cdot 10^5$ *эл/см³*, что соответствует критическим частотам 3500 — 4500 *кгц*.

Запаздывание максимума ионизации по отношению к максимуму освещенности (местному полудню) объясняется медленным ходом рекомбинации, вследствие чего равновесие между количеством вновь появляющихся и исчезающих электронов не успевает установиться. Самый характер смещения кривой ионизации по отношению к полудню и величина этого смещения позволяют найти величину коэфициента рекомбинации α и интенсивность ионизации J.

Эти величины находятся следующим образом (рис. 38). Отмечаем значения электронной концентрации N_1 и N_2, соответствующие двум моментам времени t_1 и t_2, расположенным сим-

метрично по обе стороны от местного полудня. Для этих же моментов находим значения производных $\frac{dN_1}{dt}$ и $\frac{dN_2}{dt}$. Ввиду того, что интенсивность ионизации J в оба рассматриваемые момента времени должна быть одинаковой, так как высота солнца над горизонтом в эти моменты одна и та же, уравнения ионизации должны иметь вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= J - \alpha N_1^2 \\ \frac{dN_2}{dt} &= J - \alpha N_2^2 \end{aligned}\right\} \qquad (34в)$$

Образованием отрицательных ионов мы пренебрегаем, считая, что давление в области F_2 весьма мало, и потому вероятность образования их, пропорциональная множителю βn, ничтожна (n — число нейтральных молекул или атомов в единице объема).

Из ур-ний (34а) находим

$$\alpha = \frac{\frac{dN_1}{dt} - \frac{dN_2}{dt}}{N_2^2 - N_1^2}; \quad J = \frac{N_2^2 \frac{dN_1}{dt} - N_1^2 \frac{dN_2}{dt}}{N_2^2 - N_1^2}.$$

Подстановка в эти формулы численных значений, взятых из экспериментальных данных, подобных рис. 37, приводит к значениям коэфициента рекомбинации α_{F_2} порядка $5 - 6 \cdot 10^{-11}$ и к значениям интенсивности J_{F_2} порядка 20—50 *эл/см³сек*. Сравнение этих цифр со значениями α_E и J_E для слоя E, приведенными раньше, показывает, что коэфициент рекомбинации и интенсивность ионизации слоя F_2 гораздо меньше, чем слоя E. Коэфициент рекомбинации α_{F_2} может быть найден также по уменьшению электронной концентрации N после заката на основании уравнения

$$\frac{1}{N_2} - \frac{1}{N_1} = \alpha \Delta t \text{ (см. стр. 47)},$$

где N_1 и N_2 — концентрация в два последующие момента после заката,

Δt — промежуток времени между двумя этими моментами.

Подстановка в эту формулу значений N, взятых из экспериментальных кривых, дает значение α_{F_2} порядка $0{,}7 - 2 \cdot 10^{-10}$. Таким образом, в среднем для слоя F_2 можно считать коэфициент рекомбинации α_{F_2} равным 10^{-10}.

Суточный ход высоты слоя F_2 в зимние месяцы имеет нормальный характер, т. е. в дневные часы высота H_{F_2} уменьшается, в ночные же она увеличивается. Колебание высоты происходит в пределах от 220—240 *км* днем, до 300—325 *км* ночью. Суточный ход высот и ионизации слоя F_2 в летние месяцы имеет характер, совершенно отличный от суточного хода зимой. Наиболее существенные черты летнего хода следующие:

1. Возрастание ионизации в дневные часы значительно менее резко выражено, чем это наблюдается зимой. Получается такое впечатление, как будто в начале и в конце светлого времени суток ход ионизации таков же, как в зимние месяцы. По мере же приближения к середине дня возрастание ионизации N становится более медленным и более беспорядочным, чем в те же часы зимой (рис. 30).

2. Максимум ионизации в середине дня летом значительно меньше по абсолютному значению, нежели зимой. Если зимой $N_{F_2} = 6 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^6$ *эл/см³*, то летом колебания максимума ионизации в середине дня происходят в пределах всего лишь N_{F_2} $4{,}0 \cdot 10^5 - 9 \cdot 10^5$ *эл/см³*, что соответствует критическим частотам 5750—8500 *кгц*.

3. Высота слоя H_{F_2} вместо того, чтобы уменьшаться в середине дня, возрастает, причем это возрастание оказывается весьма значительным.

4. В дневные часы слой F_2 расщепляется на два. Один из слоев F_2, как уже было сказано, поднимается в середине дня вверх, второй F_1, наоборот, несколько опускается и ход его высот напоминает в этом отношении ход слоя E в дневные часы зимой.

Все перечисленные выше особенности суточного хода слоя F_2 в летние месяцы заставляют считать, что в это время на слой усиливается действие каких-то факторов, влияние которых в зимние месяцы незаметно. Характер особенностей летнего суточного хода заставляет предполагать, что по мере увеличения высоты солнца над горизонтом уменьшается плотность среды, подвергающейся ионизации. Если предположить, как это было сделано рядом авторов, что верхние слои, и в частности слой F_2, днем просто значительно нагреваются, то получается картина, с внешней стороны очень напоминающая наблюдающуюся в действительности.

В самом деле, если температура слоя повышается, то высота расположения максимума ионизации должна увеличиваться по уравнению

$$\frac{H_1}{T_1} = \frac{H_2}{T_2}. \tag{26}$$

Одновременно с этим должно падать абсолютное значение максимума ионизации $N_{e\,max}$, так как интенсивность ионизации J_{max} тем меньше, чем выше температура данного газа, как это видно из уравнения

$$J_{max} = \frac{Q}{eH_T} = \frac{Q}{eH_0} \cdot \frac{T_0}{T}, \tag{28в}$$

где T — температура газа, а Q_0, e, H_0 и T_0 — постоянные величины.

Кроме того, электронная концентрация N_{max} связана с интенсивностью ионизации J_{max} условием:

$$N_{e\,max} = \sqrt{\frac{J_{max}}{\alpha'}}, \tag{38}$$

поэтому

$$N_{e\,max} = \frac{\text{const}}{\sqrt{T}}.$$

Таким образом, и ход ионизации, и ход высот слоя в освещенные часы суток таков, как будто этот слой днем весьма сильно нагревается.

Однако, количественные подсчеты заставляют подойти с известной осторожностью к этой гипотезе сильного разогревания. Во-первых, разогревание атмосферы солнцем должно было бы наблюдаться не только летом, но и зимой, так как если поток солнечной энергии сквозь 1 *см*² поверхности слоя летом изменяется для широты Вашингтона, для которого имеется наибольшее количество экспериментальных данных, в пределах от 0 до $Q_0 \cos\varphi_1 = Q_0 \cos 27° = 0{,}89\,Q_0$, то зимой он должен изменяться в пределах от 0 до

$$Q_0 \cos\varphi_2 = Q_0 \cos 73° = 0{,}29\,Q_0,$$

где Q_0 — поток солнечной энергии через 1 *см*² поверхности слоя при вертикальном падении,

φ_1 и φ_2 — зенитные углы солнца в полдень летом и зимой.

Таким образом, остается непонятным, почему в то время, как пределы колебаний величины потока солнечной энергии летом и зимой изменяются всего лишь в 3 раза, эффект разогревания атмосферы резко сказывается только летом и совсем не сказывается зимой. Далее, если обратиться к численным значениям высот слоя в полдень летом и зимой и к значениям критических частот для тех же моментов время, то также получается несоответствие — отношение летней и зимней температуры, вычисленное на основании данных по высотам слоя, должно было бы равняться (см. рис. 30)

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{H_1}{H_2} = \frac{393}{235} = 1{,}66;$$

тогда как то же отношение температур, вычисленное на основе критических частот, оказывается равным (см. рис. 30 и 37)

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{N_2^2}{N_1^2} = \frac{f_2^4}{f_1^4} = \left[\frac{1{,}3 \cdot 10^7}{8{,}7 \cdot 10^6}\right]^4 = 5.$$

Не говоря уже о расхождении этих цифр друг с другом, само повышение температуры в летние месяцы в 5 раз по сравнению с зимними следует признать маловероятным.

Наконец, характер повышения слоя и возрастания ионизации в середине дня летом носит, судя по экспериментальным данным, довольно бурный характер (рис. 30) и заставляет предположить, что здесь мы имеем дело с процессом, отличным от простого постепенного разогревания.

Помимо наблюдений в Вашингтоне, где собрано наибольшее количество данных по критическим частотам и высотам всех слоев ионосферы, аналогичные измерения производятся и в других местах. Особенный интерес представляют измерения, производимые в Австралии (Уотеру; $\varphi = 30°$ S; $\lambda = 116°$ E). Ввиду того, что пункт измерений в Австралии находится в южном

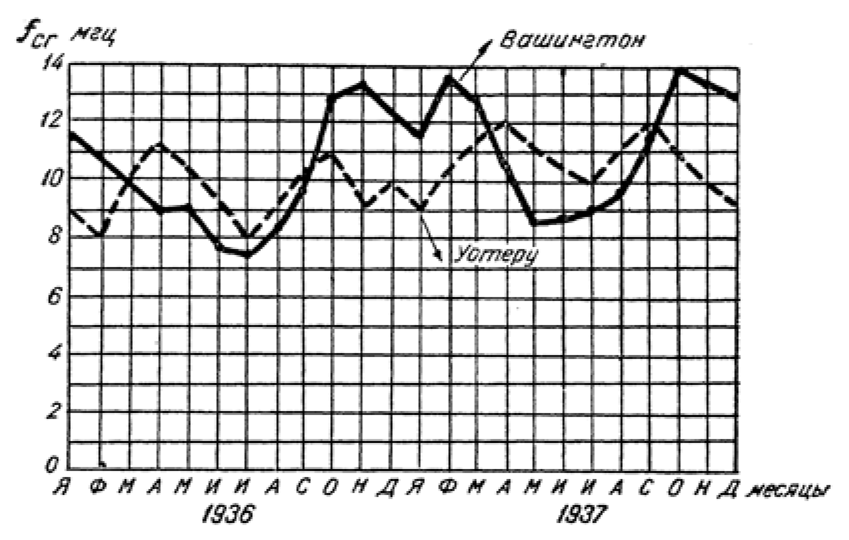


Рис. 39. Сравнение средних дневных значений критических частот слоя F_2 в Вашингтоне и Уотеру (Австралия) за период 1936—1937 г.

полушарии почти на той же широте, на которой находится Вашингтон в северном, можно было бы ожидать полной аналогии экспериментального материала из этих двух пунктов, с учетом только сдвига во времени на полгода из-за различия во временах года.

Однако, данные измерений критических частот слоя F_2, пример которых дан на рис. 39, показывают, что такой простой связи между ионосферными явлениями в северном и южном полушарии нет. Несмотря на все попытки объяснить расхождение экспериментальных данных общим изменением солнечной деятельности, имевшим место в период наблюдений, результаты этих попыток являются недостаточно убедительными. Наоборот, сравнение и подробный анализ ионосферных измерений в США и в Австралии [47] приводят к заключению, что кроме сезонных изменений ионизации, противоположных в северном и южном полушариях, связанных с различной высотой

солнца над горизонтом в разные времена года, существуют также годовые изменения ионизации, общие для обоих полушарий и связанные повидимому с положением земли на ее орбите относительно солнца.

Наряду с сильно ионизированным слоем F_2 на высотах порядка 200 *км* существует в дневные часы еще один слой, так называемый слой F_1 (рис. 30). Ночью этот слой сливается со слоем F_2 и поднимается до высот порядка 300 *км*. Днем он опускается до уровня 220—230 *км*. В зимние месяцы даже днем не происходит расслоения области F_2 на F_1 и F_2. Максимальная ионизация слоя F_1 не превосходит в середине дня $2 \cdot 10^5 - 4{,}5 \cdot 10^5$ *эл/см*^{3}, что соответствует критическим частотам для этого слоя 4000—6000 *кгц*. Высота H_{F_1} слоя F_1 заметно не изменяется в зависимости от времени года, в то время как его ионизация в летние месяцы несколько больше, чем зимой.

Таким образом, по своему характеру слой F_1 сильно напоминает „нормальный" слой E. Причины появления слоя F_1 пока не могут считаться окончательно выясненными.

Прочие слои в ионосфере

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные касаются почти исключительно слоев E и F. В этих слоях мы имеем возможность исследовать только их части, лежащие ниже максимумов и почти ничего не знаем о том распределении ионизации, которое имеется между максимумом слоя E и слоем F_1 или выше максимума слоя F_2. Наряду с данными о структуре слоев E и F некоторые, пока разрозненные, наблюдения и измерения указывают на регулярное существование других отражающих слоев, помимо слоев E и F. Одним из таких слоев, существование которого бесспорно доказано, является слой D, располагающийся днем на высотах порядка 60—70 *км*. Ночью этот слой исчезает. Ионизация слоя D незначительна, однако, вследствие его расположения в области сравнительно высоких давлений, поглощение в нем более или менее длинных радиоволн может быть вполне ощутимым, а сам слой может отражать эти волны. Поведение слоя подобного рода уже было рассмотрено в главе V (рис. 8 и 9), поэтому здесь мы не будем останавливаться на нем более подробно.

Помимо слоя D некоторыми авторами, производившими в самое последнее время исследования ионосферы при помощи исключительно коротких импульсов (до 10^{-5} сек.), были обнаружены многочисленные отражающие области, располагающиеся на высотах от 0,8 до 12—15 *км* [48]. Особенностью этих областей являлась их способность отражать не только длинные, но и весьма короткие волны (частоты до 6000 *кгц* и выше). Возможно, что эти области являются границами резких изменений плотности газов, и потому никак не связаны с ионизацией, или

являются случайными областями ионизации грозового происхождения. Однако, не исключена возможность того, что часть этих „областей“ была обнаружена вследствие погрешностей в самой методике наблюдений, требующей при таких коротких импульсах, как 10^{-5} сек., исключительной точности работы аппаратуры. В пользу последнего предположения говорит также то, что практика радиосвязи пока не подтверждала существования столь низких и столь сильно ионизированных областей. Во всяком случае для полного признания „реальности“ этих нижних отражающих слоев потребуются еще многочисленные экспериментальные подтверждения.

Одиннадцатилетний период солнечной деятельности ионосферы

Суточные и сезонные изменения ионизации областей *E* и *F* дают полное основание считать, что всякое изменение солнечного излучения должно сопровождаться изменениями состояния

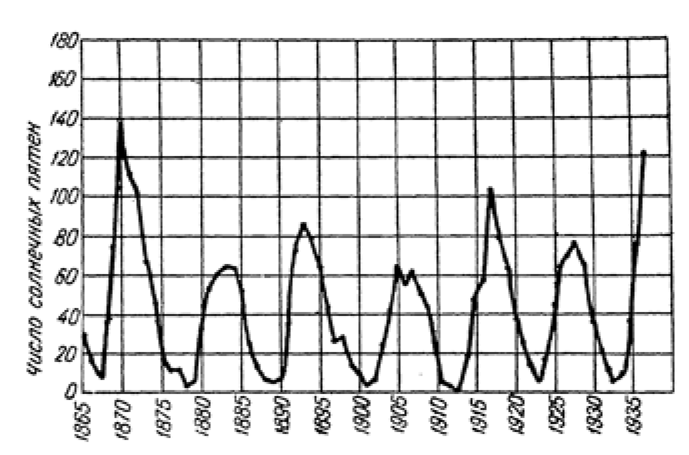


Рис. 40. Изменение среднего числа солнечных пятен за период с 1865 по 1938 г.

ионизированных слоев. Вместе с тем уже сравнительно давно установлено, что наряду с ежегодно наблюдаемым годовым циклом солнечной деятельности, обусловленным изменениями высоты солнца над горизонтом, существует также внутренний цикл солнечной деятельности, связанный с процессами, происходящими на самом солнце. Этот цикл, период которого равен приблизительно 11 годам, наиболее ярко проявляется в периодическом изменении числа солнечных пятен. На рис. 40 дана кривая изменения числа этих пятен по годам за продолжительный период. Из этой кривой совершенно отчетливо виден 11-летний период, хотя по абсолютной величине последовательные максимумы и минимумы и не равны друг другу.

Сопоставление 11-летнего солнечного цикла с данными радионаблюдений позволило установить связь между этими двумя явлениями. Однако, только постановка систематических измерений высоты и ионизации слоев ионосферы дала возможность установить количественную связь между солнечным циклом и состоянием ионосферы. Сопоставление некоторых ионосферных данных с числом солнечных пятен с несомненностью указывает на наличие связи между ними. Наиболее ярко эта связь выступает при сравнении средних значений числа пятен и средних значений высот слоев и их ионизации за сравнительно значительные промежутки времени: месяц, год и т. д. Сопоставление этих данных по дням дает гораздо худшее совпадение. Приведенные на рис. 41 данные показывают, что увеличение

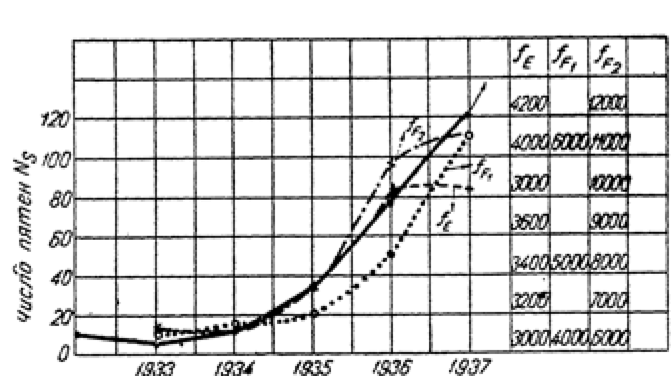


Рис. 41. Сравнение средних чисел солнечных пятен и средних значений критических частот слоев E, F_1 и F_2 в полдень за период 1933—1937 гг. (Вашингтон).

числа солнечных пятен или, как говорят, увеличение солнечной активности, вызывает заметное повышение критических частот, т. е. повышение ионизации всех трех слоев ионосферы. Это повышение ионизации не сопровождается какими-либо систематическими изменениями высоты слоев.

Каким путем изменение солнечной деятельности отражается на ионизации верхних слоев земной атмосферы, пока трудно сказать. Дело в том, что изменение числа солнечных пятен не сопровождается заметным изменением солнечного излучения в той его части, которую можно измерять непосредственно на земной поверхности. Поэтому нет прямых оснований считать, что излучение солнца в какой-либо части спектра, или его температура, испытывают колебания с 11-летним периодом, а значит, нельзя также считать, что наблюдаемые периодические изменения электронной концентрации вызваны такими же колебаниями излучения солнца в ультрафиолетовой части спектра. Правда, некоторые наблюдения над излучением солнца в области, близкой к ультрафиолетовой, показывают, что излучение

здесь непостоянно, однако, до установления явно выраженной 11-летней периодичности пока ещё далеко.

Точно так же нет указаний на то, чтобы возрастание ионизации слоев в периоды максимумов солнечной деятельности можно было бы приписать меняющемуся излучению солнцем потоков материальных частиц.

Таким образом, на сегодняшний день мы можем только констатировать связь между солнечной активностью и ионизацией верхних слоев земной атмосферы, не имея возможности сделать выводы о том, каким путем устанавливается эта связь. Есть все же некоторые данные считать, что 11-летние изменения ионизации вызываются скорее колебаниями излучения солнца в ультрафиолетовой части спектра с тем же периодом, нежели корпускулярными потоками.

ГЛАВА XII

НЕРЕГУЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ

Описанные выше суточный, годовой и 11-летний ход ионизации и высот различных слоев ионосферы являются регулярным в том смысле, что они могут быть заранее предсказаны и повторяются с небольшими изменениями систематически. Однако, наряду с такими закономерными изменениями высот и ионизации в различных частях ионосферы часто наблюдаются временные резкие отклонения, характеризующиеся повышением или понижением высот и ионизации, а также возрастанием поглощения. В некоторых случаях эти отклонения могут быть связаны с другими космическими явлениями, как например, с магнитными бурями, извержениями на солнце и пр., иногда же причина их остается совершенно неясной.

Накопленный к настоящему времени опыт по ионосферным наблюдениям и измерениям позволяет установить четыре типа отклонений поведения ионизированных слоев от нормы:

а) появление сильно отражающего, так называемого „спорадического" слоя *E*,

б) изменения в ионосфере, сопутствующие магнитным бурям, так называемые „ионосферные бури",

в) изменения в ионосфере, сопутствующие извержениям на солнце,

г) ненормально высокое поглощение радиоволн в ионосфере.

Спорадический слой *E* [16]

Появление его характеризуется тем, что иногда, чаще всего в вечерние часы летом, от слоя *E* начинают отражаться не только те сравнительно низкие частоты до 3—4 *мггц*, которые

отражаются обычно днем, но и значительно более высокие, вплоть до 6—7 *мггц*, а иногда и выше. Характерным при этом является то, что одновременно с отражениями от слоя E существуют также отражения и от более высоких слоев, которые как бы просматриваются сквозь слой E. Появление отражений от этого „спорадического слоя" E, как уже говорилось, чаще всего происходит вечером, причем могут быть случаи, когда критическая частота слоя E сначала падает, а затем начинает возрастать. Прекращение отражений от слоя E происходит не мгновенно и не резко. Отражения постепенно с течением времени ослабевают, а затем исчезают совсем. Типичные примеры отражений от „спорадического" слоя E даны на рис. 42.

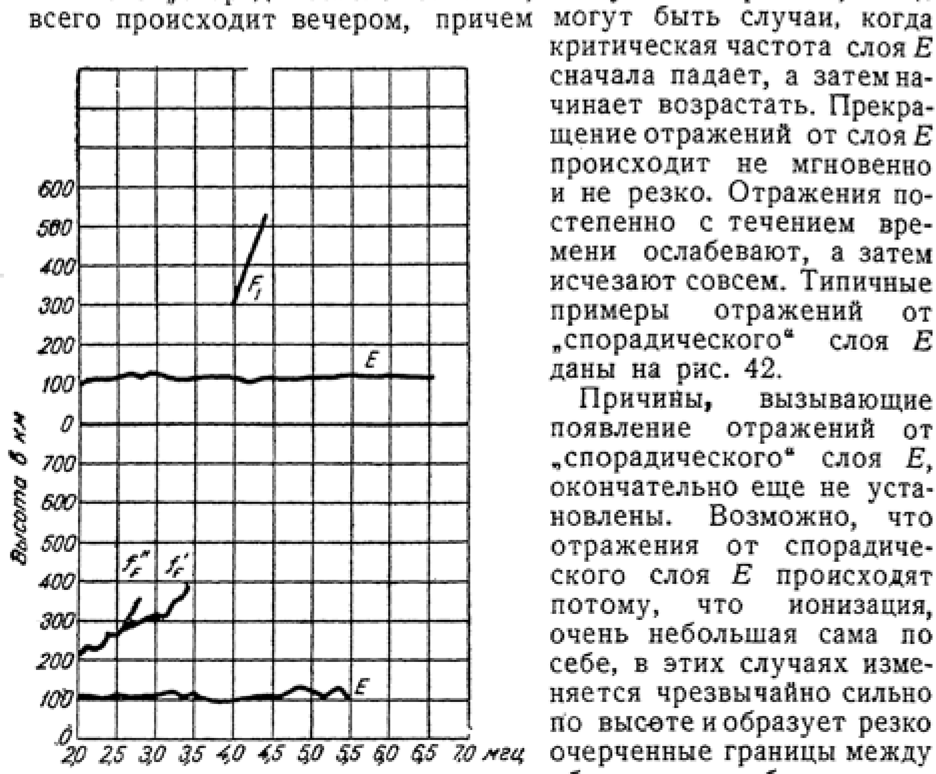


Рис. 42. Пример появления спорадического слоя E (Керби, Джюдсон).

Причины, вызывающие появление отражений от „спорадического" слоя E, окончательно еще не установлены. Возможно, что отражения от спорадического слоя E происходят потому, что ионизация, очень небольшая сама по себе, в этих случаях изменяется чрезвычайно сильно по высоте и образует резко очерченные границы между областями, обладающими различной электронной концентрацией. Явление происходит так, как будто имеет место отражение от границы раздела двух сред с различными диэлектрическими проницаемостями. В этом случае, как известно, коэфициент отражения R, т. е. отношение амплитуды отраженной волны E_R к амплитуде падающей E_i, равно для колебаний, падающих нормально на плоскость раздела

$$R = \frac{E_R}{E_i} = \frac{(n-1)}{(n+1)},$$

где n — коэфициент преломления рассматриваемых сред, равный

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}},$$

а ε_1 и ε_2 — диэлектрические проницаемости первой и второй среды.

Если диэлектрические проницаемости изменяются хотя и незначительно по величине, но резко по высоте, т. е. на протяжении отрезка пути, соизмеримого с длиной волны, то коэфициент отражения может стать заметной величиной, хотя ни о каких критических частотах может и не быть речи.

Например, если электронная концентрация изменяется от 0 до $N_e = 10^4$ *эл/см*³ на протяжении длины волны, мы найдем для $\lambda = 50$ *м*

$$R = \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} = -\frac{1 - \sqrt{1 - 4\pi N_e \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2}}}{1 + \sqrt{1 - 4\pi N_e \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2}}} = -5 \cdot 10^{-3},$$

т. е. от такой границы раздела будет отражаться 0,5% падающей на нее энергии. С понижением частоты колебаний количество отраженной энергии будет возрастать, так как, во-первых, тому же самому изменению электронной концентрации будет соответствовать большее изменение диэлектрической проницаемости, а, во-вторых, потому, что сама граница раздела для более длинной волны будет более резко очерченной.

Наряду с представлением о спорадическом слое E, как о резкой границе раздела, английскими исследователями высказывалось мнение [46] о том, что спорадический слой E является таким же, как нормальный слой E, но только обладает большей электронной концентрацией. Его появление объяснялось при этом усиленной ионизацией под действием электрических полей, появляющихся во время сильной грозовой деятельности в нижних слоях атмосферы. Хотя, вообще говоря, ионизация под действием сильных электрических полей вполне возможна, в данном случае она вряд ли является причиной появления спорадического слоя E.

Против этого говорят следующие доводы:

1. Одновременно с отражениями от спорадического слоя E наблюдаются также отражения и от более высоко лежащих слоев F_1 и F_2. Спорадический слой E является, таким образом, до известной степени прозрачным для тех колебаний, которые он отражает. Этого не могло бы быть, если бы в нем происходило обычное преломление радиоволн (полное внутреннее отражение), благодаря значительной электронной концентрации.

2. Прекращение отражений от спорадического слоя E не сопровождается возрастанием эффективной его высоты, как это должно было бы быть при полном внутреннем отражении для частот, близких к критическим (рис. 42).

3. Трудно предположить, чтобы суточный ход концентрации в слое E имел днем такой закономерный характер, если местные грозы могут вечером создавать шести,- восьмикратное возрастание концентрации, необходимое для того, чтобы создать полное внутреннее отражение в спорадическом слое E на тех частотах, которые встречаются на опыте.

4. Корреляция между местными грозами и появлением спорадического слоя E недостаточна для того, чтобы говорить о причинной связи между этими двумя явлениями.

Таким образом, объяснение возникновения спорадического слоя E появлением резких границ между областями с различной электронной концентрацией, т. е. существованием большого градиента $\frac{dN_e}{dh}$, пока является наиболее правдоподобным.

Магнитные бури и связанные с ними изменения в ионосфере

По современным воззрениям постоянное магнитное поле, наблюдаемое на поверхности земли, является результатом наложения друг на друга двух полей: поля, создаваемого внутренним магнитным моментом самого земного шара, и поля, создаваемого токами, имеющимися в верхних слоях земной атмосферы. Эти токи представляют собой не что иное, как перемещение тех же электронов и ионов, которые влияют на распространение радиоволн в ионосфере.

Если первое поле, т. е. поле самой земли, остается все время постоянным, то второе поле имеет явно выраженный суточный и годовой ход. Кроме того, оно подвержено также случайным сравнительно кратковременным колебаниям, носящим название „магнитных бурь". Магнитные бури проявляются в отклонении магнитной стрелки от своего нормального положения, причем наиболее сильные отклонения наблюдаются для горизонтальной составляющей магнитного поля земли.

Ввиду того, что магнитные бури обусловливаются изменениями величины и распределения токов в ионосфере, вполне естественно, что они сопровождаются также изменениями в условиях распространения радиоволн, проходящих часть своего пути в ионосфере.

Прежде чем приводить данные об изменениях, происходящих в ионизации и высоте различных слоев во время магнитных бурь, необходимо указать на возможные причины возникновения этих бурь.

В настоящее время не существует еще единой теории, полностью объясняющей возникновение магнитных бурь; однако, две гипотезы, наилучшим образом объясняющие наблюдаемые явления, ставят магнитные бури в связь с деятельностью солнца [49]. Согласно первой гипотезе Чепмэна-Ферраро магнитные бури происходят вследствие того, что земной шар попадает в поток частиц, несущихся с солнца. Этот поток, обладающий скоростями порядка 1600—2000 *км/сек*, состоит, по мнению авторов гипотезы, примерно, из равного числа частиц, заряженных положительно и отрицательно. Таким образом, в целом поток электрически нейтрален, хотя внутри состоит из раздельно существующих зарядов.

Достигая земли, вернее той области, где уже начинает сказываться ее магнитное поле, поток, который можно рассматривать как ток, расщепляется магнитным полем земли, причем положительные заряды обходят землю по одну сторону, а отрицательные заряды по другую. Земной шар оказывается, таким образом, окруженным кольцевыми токами, которые и вызывают магнитные бури.

Попадая в магнитное поле земли, заряженные частицы проникают достаточно глубоко в ионосферу, причем особенно глубокое проникновение наблюдается в районе магнитных полюсов земли. Здесь силовые магнитные линии почти перпендикулярны к поверхности земли, и потому заряженные частицы могут приближаться к земной поверхности, не перерезая их и не отбрасываясь в сторону. Этим, между прочим, могут объясняться и полярные сияния, которые можно рассматривать как свечение разреженных газов, сопровождающее ионизацию столкновениями.

Такова весьма кратко первая гипотеза происхождения магнитных бурь.

Вторая гипотеза принадлежит Хелберту [49]. Он предполагает, что в силу большого разрежения газов и незначительной величины силы тяготения в верхних слоях земной атмосферы, отдельные атомы или молекулы, испытав столкновение с другими, могут почти беспрепятственно двигаться вверх. В слоях атмосферы, особенно удаленных от поверхности земли, они приобретают способность совершать своего рода „прыжки", т. е. удаляться от земли в результате столкновений на очень большие расстояния, а затем медленно падать на нее под влиянием силы тяготения. Во время этих „прыжков" может происходить ионизация и частица, поднявшаяся вверх нейтральной, может падать вниз в виде двух отдельно существующих положительного и отрицательного зарядов. Эти заряды будут отклоняться в стороны земным магнитным полем так же как поток, летящий с солнца в теории Чепмэна-Ферраро.

По Хелберту это явление происходит непрерывно, но оно становится только более интенсивным тогда, когда возрастает ионизирующая способность солнца. Хелберт считает, что вполне возможно появление на солнце областей, обладающих значительно более высокой температурой, чем остальной диск. Несмотря на свои незначительные размеры (напр. 10^{-4} от всей поверхности солнца) области высокой температуры могут значительно усиливать солнечное излучение в его ультрафиолетовой части, т. е. в области, создающей ионизацию атмосферы. Это-то усиление ультрафиолетового излучения и приводит по Хелберту к усиленной ионизации поднимающихся вверх молекул и атомов, т. е. к усилению токов, сопровождающих их обратное падение на землю, что и вызывает магнитные бури.

Не вдаваясь здесь в обсуждение и критику обеих гипотез, можно только отметить, что первая из них более естественно

объясняет ряд явлений, наблюдающихся в действительности, тогда как вторая гипотеза вынуждена давать этим же явлениям значительно более искусственные объяснения; поэтому имеются данные в пользу того, что гипотеза Чепмэна-Ферраро ближе к действительности, чем гипотеза Хелберта.

Характерными особенностями магнитных бурь является то, что время их появления тесно связано с прохождением солнечных пятен через центральный меридиан в области, лежащей вблизи от солнечного экватора. В среднем через 0,9 суток после прохождения крупного пятна или группы пятен начинается магнитная буря. По земле возмущение распространяется, повидимому, со скоростью $10^3—1,6 \cdot 10^3$ *км/сек*. Магнитные бури обладают известной периодичностью и в ряде случаев повторяются через 27 и 54 дня. Это следует поставить в связь с тем, что средний период обращения солнца также равен 27 суткам. Таким образом, связь между магнитными бурями и солнечной деятельностью несомненна, однако, самый механизм взаимодействия этих двух явлений сможет быть уяснен только в будущем.

Магнитные бури сопровождаются наиболее сильными изменениями состояния слоя F_2. Нормальный ход ионизации и высот слоя F_1 нарушается во время магнитных бурь лишь незначительно; что же касается до слоя E, то на нем магнитные бури не отражаются совершенно.

Обычно магнитные бури сопровождаются явлениями в слое F_2, которые можно разделить на две фазы [50]. Первая из них, происходящая почти исключительно в приполярных районах ионосферы и лишь весьма редко простирающаяся до 40° сев. широты, состоит в полном разрушении слоя F_2 и отчасти слоя F_1. Эта область ионосферы оказывается буквально перемешанной и представляет собой как бы обрывки ионных облаков.

Вторая фаза магнитных бурь значительно более спокойна. Она захватывает низкие широты чаще, нежели первая, и характеризуется, главным образом, расплыванием слоя F_2 вверх, сопровождающимся уменьшением в нем электронной концентрации. Таким образом, во время второй фазы обычно наблюдаются ненормально большие высоты слоя F_2 при ненормально низких значениях его критических частот. Высоты и критические частоты слоя F_1 нарушаются в том же направлении, что и у слоя F_2, только в гораздо меньшей степени. Состояние слоя E, как уже говорилось, во время второй фазы заметно не нарушается.

Как первая, так и вторая фазы изменений ионосферы, сопутствующих магнитным бурям, сопровождаются значительным увеличением поглощения волн, отражающихся от областей F_1 и F_2 в дневные и ночные часы, причем иногда поглощение оказывается настолько сильным, что отражений от этих слоев почти невозможно обнаружить.

Во времени ионосферные бури обычно запаздывают по сравнению с магнитными бурями. Они начинаются со сдвигом на

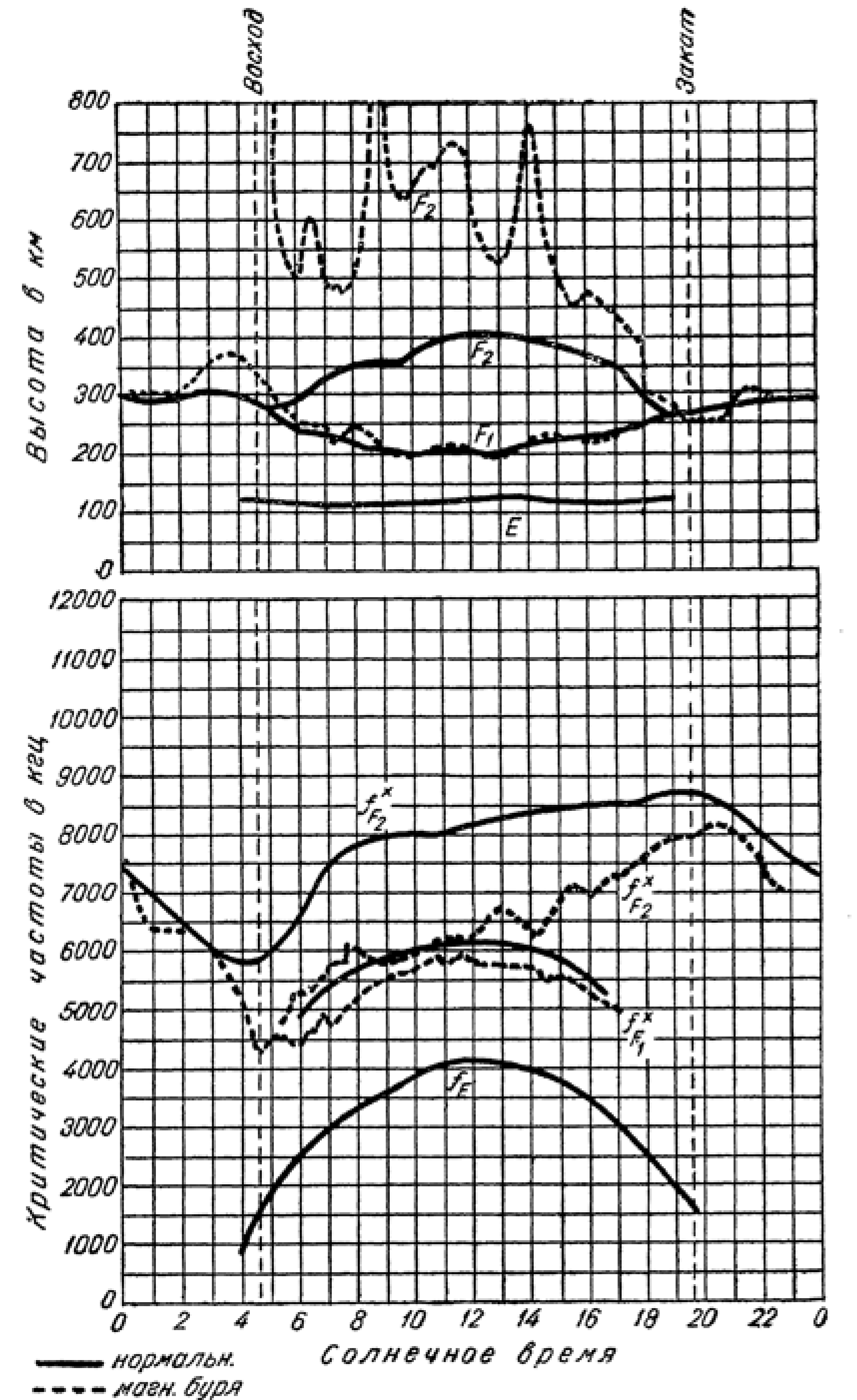


Рис. 43. Сравнение высот и критических частот слоев E, F_1 и F_2 во время магнитных бурь со средними значениями (июнь 1938 г., Вашингтон) (Джиллиланд, Керби, Смит).

несколько часов и продолжаются, постепенно ослабевая, в течение одного—двух дней после начала магнитного возмущения. Типичная картина изменений высоты и критических частот слоев ионосферы во время ионосферной бури дана на рис. 43.

Приведенное описание ионосферных бурь, конечно, весьма неполно. Это объясняется недостаточностью систематизированного материала по ионосферным бурям и сложностью самого явления.

Данные наблюдений позволяют установить лишь следующее:

1. Ионосферные бури большей частью сопутствуют магнитным бурям.

2. Во время ионосферных бурь структура слоя F_2 нарушается настолько сильно, что это нарушение можно приписать только вторжению заряженных масс извне.

3. Увеличение поглощения и эффективных высот слоя F_2 и отчасти слоя F_1 может быть объяснено тем, что во время ионосферных бурь область ионизации значительно расширяется. Поэтому увеличивается путь, проходимый колебаниями в ионизированной среде, где проводимость вызывает заметное поглощение, а групповая скорость заметно отличается от скорости света.

4. Неясным остается вопрос о том, почему во время магнитных бурь понижаются критические частоты для слоев F_2 и F_1. Казалось бы, что вторжение зарядов извне не должно было бы уменьшать ту ионизацию, которая производится ультрафиолетовой радиацией солнца. Здесь мы сталкиваемся с вопросом, близким к тому, который возникает при анализе увеличения эффективных высот и уменьшения критических частот слоя F_2 в летние месяцы. Весьма вероятно, что в основе этих двух явлений лежат пока еще неизвестные процессы одного и того же порядка и выяснение одного из них позволит решить и второй.

Кратковременные и длительные периоды повышенного поглощения колебаний в ионосфере

За последние 3—4 года был обнаружен новый тип нарушений нормального суточного хода ионизации верхних слоев атмосферы. Этот тип характеризуется тем, что внезапно на всей освещенной части земного шара наступает резкое увеличение поглощения радиоволн, проходящих часть пути в ионосфере. Явление наступает мгновенно и длится от десятка минут до нескольких часов, причем исчезновение его происходит постепенно. Это явление, называемое часто эффектом Деллинджера по имени автора, впервые обратившего на него внимание [51], резко отличается от описанных выше ионосферных бурь по тем изменениям, которые оно производит в ионосфере. Ни до наступления его, ни после не наблюдается никаких заметных изменений в ионизации всех трех слоев E, F_1 и F_2 и их

высотах, и само явление характеризуется только исключительно большим поглощением, внезапно наступающим и лишь постепенно исчезающим.

Второй характерной чертой этого явления служит прекращение во время него возможности радиосвязи на всех коротковолновых линиях, целиком или частично проходящих по освещенной стороне земли.

Третьей характерной чертой эффекта Деллинджера является его периодичность. Очень часто внезапный кратковременный обрыв всех коротковолновых линий связи наступает периодически через 27—54 дня и исчезает совершенно лишь по прошествии нескольких таких циклов.

Четвертая характерная черта явления заключается в том, что начало его в целом ряде случаев совпадало с весьма сильными вспышками на солнечном диске. В тех же случаях, когда такой связи не было установлено, это объяснялось, повидимому, только отсутствием наблюдений за солнечным диском в соответственные моменты времени.

Все эти характерные черты приводят к тому заключению, что наиболее вероятной причиной повышения поглощения радиоволн в ионосфере во время эффекта Деллинджера является кратковременное увеличение ультрафиолетовой радиации солнца.

Из формулы Планка следует, что при повышении температуры абсолютно черного тела количество энергии, излучаемое им в высокочастотной части спектра, растет чрезвычайно быстро. Как уже было сказано выше, отношение количества энергии, излученного на частотах выше заданной частоты ν, ко всей энергии, излучаемой абсолютно черным телом при температуре T, равно:

$$\frac{E_{\nu_1}^{\infty}}{E_0^{\infty}} = \frac{1}{6A} \cdot [x^3 + 3x^2 + 6x + 6] \cdot e^{-x}, \tag{19}$$

где $x = \frac{h\nu_1}{kT}$ и $A = 1{,}0823$.

Кроме того, само абсолютное количество энергии, излученное телом, растет с повышением температуры по закону Вина

$$E_0^{\infty} = 12A \cdot \frac{k^4T^4}{c^2h^3}. \tag{17}$$

Если рассматривать излучение единицы поверхности абсолютно черного тела при температурах $T_1 = 6000°$, $T_2 = 10\,000°$ и $T_3 = 30\,000°$ в области частот выше $\nu = 3 \cdot 10^{15}$ Hz ($\lambda = 1000$ Å) и приняв энергию E_1, излучаемую при $T_1 = 6000°$, за единицу, найти отношение $E_1 : E_2 : E_3$, то оказывается, что

$$E_1 : E_2 : E_3 = 1 : 2{,}5 \cdot 10^4 : 1{,}73 \cdot 10^9,$$

в то время, как полное количество энергии, излученной с единицы поверхности, возрастает при $T_2 = 10\,000°$ всего в 17,6 раз, а при $T_3 = 30\,000°$ в 625 раз по сравнению с $T_1 = 6000°$.

Приведенный подсчет показывает, что достаточно очень малой части солнечной поверхности иметь температуру, значительно превосходящую 6000°, что вполне возможно во время взрывов на солнце, обнажающих его внутренние слои, как это вызовет значительное увеличение ультрафиолетового излучения солнца при почти неощутимом возрастании общего излучения.

Например, если 10^{-8} часть поверхности солнца приобретет $T = 30\,000°$, то этого достаточно для того, чтобы интенсивность ультрафиолетового излучения возросла в 17,3 раза по сравнению с нормальным. В то же самое время полное количество энергии, излученной солнцем, увеличится всего лишь на $6{,}25 \cdot 10^{-6}$, что, конечно, не сможет быть обнаружено на земле.

Таким образом, внезапное увеличение поглощения радиоволн в ионосфере вполне может быть объяснено с количественной стороны вспышками на солнце, захватывающими незначительную долю всей поверхности диска. При этом предполагается, что увеличение излучения солнца в ультрафиолетовой части спектра вызывает увеличение ионизации, главным образом, глубоких слоев ионосферы, лежащих ниже слоя E. Здесь образуется среда с очень большой проводимостью вследствие больших давлений и больших значений ν — числа столкновений электронов с остальными частицами. Поэтому даже при невысокой электронной концентрации произведение $N_e \cdot \nu$, а вместе с ним проводимость и поглощение оказываются чрезвычайно большими, что и обусловливает резкое ослабление всех радиосигналов, проходящих в нижних слоях ионосферы. Вместе с тем большое давление и большое число нейтральных частиц приводит здесь к тому, что исчезновение электронов после прекращения вспышки происходит очень быстро и само явление носит кратковременный характер. Повторяемость явления через 27 и 54 суток может быть вполне объяснена вращением солнца, причем можно даже предполагать, что обнажение внутренних слоев солнца происходит в глубине своего рода воронок и резко увеличенное количество энергии в ультрафиолетовой части спектра попадает на землю лишь тогда, когда она оказывается против отверстия такой воронки.

Все приводимые выше объяснения, конечно, пока носят лишь характер гипотезы далеко неполной и недостаточно подтвержденной. Неполнота ее характеризуются хотя бы уже тем, что эта гипотеза не объясняет, почему ионизируются только нижние слои ионосферы, а слои E, F_1 и F_2 сохраняют свою ионизацию и высоту, несмотря на возрастание ультрафиолетового излучения. Возможно, впрочем, что это излучение носит полосный — селективный характер и может быть поглощено газами, имеющимися в более или менее значительных количествах только в нижних слоях земной атмосферы.

Длительные периоды менее сильного увеличения поглощения, нежели то, которое наблюдается во время эффекта Деллинджера, весьма вероятно имеют ту же причину, что и эффект Деллинд-

жера. Только здесь повышение температуры отдельных площадей на солнце оказывается меньшим, а сами площади бо́льшими, чем те, которые имеются во время эффекта Деллинджера.

Как эффект Деллинджера, так и периоды длительного, менее резкого, увеличения поглощения проявляются особенно сильно в эпохи максимума солнечной деятельности—максимума солнечных пятен.

Поглощение радиоволн в ионосфере

Приведенные выше данные по высотам слоев и критическим частотам с точки зрения радиосвязи дают возможность только судить о том, могут или нет колебания данной частоты после отражения и преломления в ионосфере вернуться обратно на землю. Вопрос об интенсивности этих отраженных колебаний остается при этом совершенно открытым. Только в некоторых случаях дается качественная оценка поглощения в виде примечаний к данным измерений критических частот, где говорится о том, что „поглощение незначительно", или, наоборот, „поглощение весьма сильно" и т. д.

Такая неполнота сведений относительно поглощения объясняется в значительной степени тем, что оно гораздо менее определенно, труднее поддается учету, чем электронная концентрация, и не может быть приурочено к какой-либо одной высоте, а захватывает значительную толщу ионосферы.

Как указывалось в гл. IX на стр. 112, наиболее часто встречающейся формой оценки поглощения радиоволн в ионосфере при экспериментальных исследованиях является характеристика этого поглощения в форме коэфициента отражения, причем под коэфициентом отражения R при этом подразумевается отношение электрической силы колебаний, выходящих из слоя E_R к электрической силе колебаний E_i, вступающих в слой

$$\frac{E_R}{E_i} = R.$$

Хотя измеряемое экспериментально значение коэфициента отражения R лишь в очень слабой степени характеризует распределение проводимости слоев на различных высотах, пока такой способ оценки поглощения колебаний в ионосфере остается единственным. Поэтому ниже мы приводим некоторые количественные данные, полученные в этом направлении.

На рис. 44 приведены результаты измерений коэфициента отражения Эппльтоном [24] на частоте в 4 *мггц* в течение 1935 и 1936 гг. Измерения производились в полдень и заключались в сравнении амплитуд однократно и двукратно отразившихся колебаний с учетом удвоенной длины пути, проходимого колебаниями, испытавшими двойное отражение. При этом считалось, что отражение от земли, сопутствующее двойному отражению от слоя, не сопровождается потерей энергии. Как замечает сам автор, характер кривой в сильной степени зависел от

того, как далека была избранная частота 4 *мггц* от критической для того или иного слоя, и как глубоко колебания проникали в ионосферу. Составить по этим данным представление о порядке N_e и ν на различных высотах невозможно.

Кроме данных по измерению высот слоев и ионизации ионосферы, значительный материал по суммарной оценке поглощения

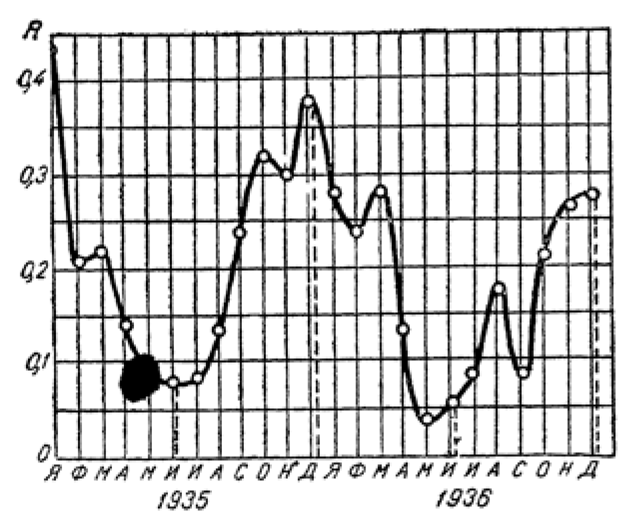


Рис. 44. Годовой ход средних значений коэфициента отражения волны 75 *м* от ионосферы (Эппльтон).

на всем пути передатчик-приемник собран в работах, посвященных измерениям напряженности поля на разных волнах. Этот материал пока служит, главным образом, для установления эмпирических коэфициентов поглощения в различных формулах, предназначенных для расчета напряженности поля преимущественно на коротких волнах. На основе его еще в меньшей степени, чем на основе данных, приведенных на рис. 44, можно судить о распределении N_e и ν по высоте.

Таким образом, распределение поглощения радиоволн в ионосфере значительно менее изучено, нежели распределение ионизации. Надо думать, что экспериментальные исследования скоро заполнят и этот пробел в наших сведениях о строении ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. F. Martyn and O. O. Pulley. Proc. Roy. Soc. A., vol. 154, № 882, p. 455, 1936.
2. L. Vegard. Geophys. Publ., vol., 9, № 11, p. 1, 1932.
3. R. Cabannes. Journ. Phys. Rad., vol. 5, p. 601, 1934.
4. E. O. Hulburt. Rev. Mod. Phys., № 1, p. 9, 1937.
5. H. B. Marils. Terr. Magn., vol. 33, p. 233, 1928.
6. H. B. Marils. Terr. Magn., vol. 34, p. 45, 1929.
7. D. F. Martyn. Proc. Phys. Soc., vol. 47, p. 323, 1935.
8. V. A. Bayley and D. F. Martyn. Nature, vol. 135, p. 585, 1935.
9. J. A. Ratcliffe. Proc. Roy. Soc. A., vol. 151, p. 370, 1935.
10. J. C. Mc. Lennan. Proc. Roy. Sos. A., vol. 115, p. 515, 1927.
11. С. И. Крючков. Журн прикл. физ., т. 7, стр. 61, 1930.
12. S. Chapmann, Phil. Mag., vol. 10, p. 345, 1930.
13. Landolt—Börnstein—Roth—Sheel. Phys. Chem. Tabellen.
14. Курс астрофизики и звездной астрономии, ч. II, ОНТИ, 1936.
15. P. O. Pedersen. The Propagation of Radio Waves. Copenhagen, 1927.
16. Д. В. Скобельцин. Космические лучи, ОНТИ, 1936.
17. А. К. Вальтер. Загадки космических лучей. ОНТИ, 1937.
18. T. H. Johnson. Journ. Frankl. Inst., vol. 223, № 3, p. 339, 1937.
19. C. D. Keen. Journ. Frankl. Inst., vol. 223, № 3, p. 355, 1937.
20. J. S. Bowen, R. A. Millikan and H. V. Neher. Phys. Rev., vol. 53, № 3, p. 217, 1938.
21. А. Энгель и М. Штенбек. Физика и техника электрического разряда в газах. ОНТИ, 1935.
22. H. S. W. Massey. Proc. Roy. Soc. A., vol. 163, p. 542, 1937.
23. H. Tüxen. Zts. f. Phys. Bd. 103, p. 463, 1936.
24. E. V. Appleton. Proc. Roy. Soc. A., vol. 162, p. 451, 1937.
25. N. E. Bradbury. Ter. Magn., vol. 43, p. 55, 1938.
26. R. Loeb. Phys. Rev., vol. 48, p. 648, 1935.
27. D. R. Hartree. Proc. Cambr. Phil. Soc., vol. 27, p. 143, 1930—1931.
28. E. V. Appleton. Journ. Inst. El. Eng., vol. 71, p. 642, 1932.
29. Mary Taylor. Proc. Phys. Soc., vol. 46, p. 408, 1934.
30. C. G. Darwin. Proc. Roy. Soc. A., vol. 146, p. 17, 1934.
31. B. Van der Pol. Tijdschr. Nederl. Rad. Gen., vol. 7, p. 93—97, 1935.
32. R. L. Smith-Rose. Exper. Wlr., vol. 4, 1927.
33. G. Breit and M. A. Tuve. Phys. Rev., vol. 28, p. 554, 1926.
34. E. V. Appleton and M. Barnett. Proc. Roy. Soc., vol. 113, p. 450, 1928.
35. Newbern Smith. Journ. Res. Bur. Stand. vol. 19, p. 89, 1937.
36. T. R. Gilliland and C. W. Kenrick. Proc. IRE, vol. 20, p. 286, 1932.
37. М. А. Бонч-Бруевич. Н.-Т. сборник ЛЭИС. Вып. 1, стр. 28, 1933.
38. G. Goubau und J. Zenneck. Hochfr. u. El. ak. Bd. 40, p. 77, 1932.
39. T. R. Gilliland. Proc. IRE, vol. 22, p. 236, 1934.
40. S. Kirby, A. Berkner and F. Stuart. Proc. IRE, vol. 22, p. 481, 1934.
41. H. B. Wood. Austr. Radio Res. Board Rep., № 12, p. 19, 1937.
42. T. R. Gilliland. Journ. Res. Bur. Stand., vol. 14, p. 283, 1935.
43. T. R. Gilliland, S. Kirby, N. Smith and S. Reymer. Proc. IRE, начиная от июльского № за 1937 г. до настоящего времени.

44. Report of the Radio Research Board for the period 1—1—1932 to 30—9—1933, London, 1934.
45. S. Kirby, T. Gilliland, E. Judson. Journ. Res. Bur. Stand., vol. 16, p. 213, 1936.
46. S. Kirby and E. Judson. Journ. Res. Bur. Stand., vol. 14, № 4, p. 469, 1935.
47. L. W. Berkner and H. W. Wells. Ter. Magn., vol. 43, № 1, p. 55, 1938.
48. A. W. Friend and R. C. Colwell. Proc. IRE, vol. 25, p. 1531, 1937.
49. E. O. Hulburt. Rev. Mod. Phys., vol. 9, № 1, 1937 (русский перевод в „Усп. физ. наук", т. 18, стр. 11, 1937).
50. T. R. Gilliland, S. Kirby and N. Smith. Proc. IRE, vol. 26, p. 1033, 1938.
51. J. H. Dellinger. Journ. Res. Bur. Stand., vol. 19, p. 11, 1937.

На русском языке имеются следующие обобщающие работы по физике ионосферы

52. М. А. Бонч-Бруевич. Излучение и распространение радиоволн. Связьтехиздат, 1934 (в книге дана полная библиография до 1933 г. включ.).
53. Д. А. Рожанский. Физические основания теории распространения коротких волн. ГТТИ, 1934.
54. Х. Мимно. Физика ионосферы. Радиоиздат, 1938 (в книге дана библиография до 1935 г. включ.).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Редактор изд-ва *В. И. Шамшур*
Техн. редактор *П. Я. Королев*

Сдано в набор 10/VI 1939 г. Подписано к печати 21/II 1940 г. Уполномоченный Главлита № А-23848. Издат. № 1239. Тираж 3000 экз. Бумага 60×92 см. доля $^{1}/_{16}$. Печ. лист. 9,75. Зн. в 1 печ. листе 46250. Уч.-изд. лист. 12,66. Авт. л. 9,62.

Цена книги 5 руб., переплет 1 р. 50 к.

Днепропетровск, 7-я Полиграфическая фабрика им. 25-лет. ВКП(б). Зак. № 5151